Struktur innerer Grenzflächen von (GaIn)(NAs)-Heterostrukturen und Eigenschaften von (GaIn)(NAs)-Laserdioden

DISSERTATION
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

dem Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg
vorgelegt von

Siegfried Nau
aus Großenlüder

Marburg/Lahn 2004

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg

als Dissertation angenommen am 09.06.2004

Erstgutachter: Dr. habil. W. Stolz

Zweitgutachter: Prof. Dr. S. Baranovski

Tag der mündlichen Prüfung: 15.06.2004

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die heutige Zeit wird oft Informationszeitalter genannt. Die schnelle Verfügbarkeit und Verbreitung von Informationen aller Art prägen unsere Gesellschaft. Der individuelle Zugang zu Informationsquellen und die freie Auswahl von Informationen haben erhebliche persönliche, gesellschaftliche und politische Bedeutung. Eine wesentliche und zunehmende Rolle nimmt in diesem Zusammenhang das Internet ein. Die technologische Grundlage für die moderne Informationsgesellschaft liegt in den immensen Fortschritten der Mikroelektronik. Sie erlaubt die Verarbeitung und die Übermittlung von Informationen als elektronische Signale, z.B. mit Hilfe von Computern und Netzwerken. Für die Übermittlung von Informationen über größere Distanzen eignen sich jedoch rein elektronische Systeme nicht besonders gut, da die Signaldichte durch Dämpfung und Dispersion auf elektrischen Leitungen beschränkt ist (ca. 1Gbit/s). Leistungsfähiger sind optische Übertragungssysteme auf Glasfaserbasis. Die elektronischen Signale werden in einem solchen System von geeigneten Sendebauelementen in optische umgewandelt, die mit großer Informationsdichte und Geschwindigkeit über Glasfaserkabel übertragen werden können. Als Sendebauelemente kommen Laserdioden in Frage, die sehr schnell und effizient direkt elektrisch modulierbar sind. Glasfasern weisen eine wellenlängenabhängige Dämpfung und Dispersion auf, die die nutzbaren Wellenlängen für Laser im Wesentlichen auf zwei Telekommunikationsfenster beschränken. In *Abbildung* 1.1 ist die Dämpfungskurve einer typischen Silikat-Glasfaser dargestellt. Man erkennt die beiden Dämpfungsminima, die bei 1300nm und bei 1550nm liegen. Da die Emissionswellenlänge von Halbleitern materialabhängig ist, muss man ein geeignetes Materialsystem finden, dass bei 1300nm bzw. bei 1550nm emittiert.

Für die Datenübermittlung über lange Distanzen werden heute kantenemittierende Laser auf (GaIn)(PAs)/InP-Basis benutzt. Aufgrund der geringen Leitungsbanddiskontinuität in diesem Materialsystem reagieren diese Laser empfindlich auf Temperaturänderungen, und die maximale Ausgangsleistung ist beschränkt. Zudem gibt es keine gitterangepasste Materialkombination mit hohem Brechungsidexkontrast auf InP-Substrat, die die Herstellung hoch reflektierender

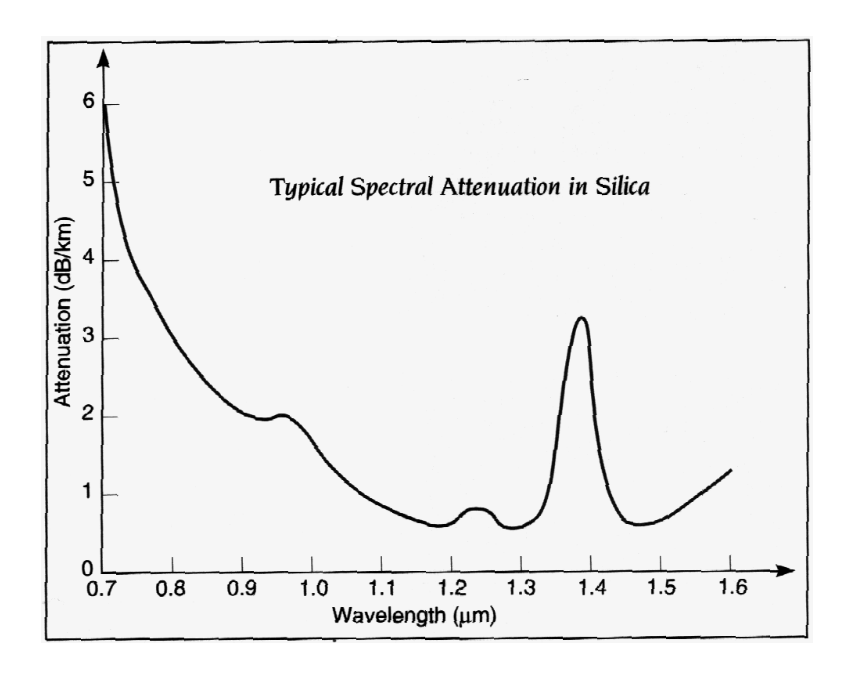


Abbildung 1.1: Dämpfung einer typischen Telekommunikations-Glassfaser als Funktion der Lichtwellenlänge.

Bragg-Spiegel, und damit die Herstellung von oberflächenemittierenden Lasern erlauben würde. Diese Nachteile erfordern für die praktische Nutzung aufwendige technologische Maßnahmen zum Ausgleich, die einen hohen Preis für solche Übertragungssysteme zur Folge haben. Daher ist der Einsatz bisher auf die Hauptnetze beschränkt. Den immensen Übertragungsraten von hunderten von Gbit/s dieser Backbone-Netze stehen geringe Übertragungsraten der nachgeschalteten Netzwerke gegenüber. Für kleine Netze (einige 100 Meter) setzt sich mittlerweile das schnelle Gbit-Ethernet durch (Kupferkabel), doch die Verbindung dieser lokalen Netze (LAN) mit den Hauptknotenpunkten ist bisher schwierig. Die verknüpfenden Netze, so genannten Metro-Area-Networks (MANs), erfordern kostengünstige optische Sendebauelemente für den Massenmarkt, die bei 1300nm oder 1550nm emittieren. Solche Bauelemente sind bislang noch nicht kommerziell verfügbar. Oberflächenemittierende 1,3μm-Laser (VCSEL) sind viel versprechender Kandidaten für diese Aufgabe, weshalb an ihrer Verwirklichung seit einiger Zeit intensiv gearbeitet wird [1].

Das neuartige, von Kondow et al. 1996 vorgestellte Materialsystem (GaIn)(NAs) [140] bietet die Möglichkeit, auf GaAs-Substraten 1,3μm- oder sogar 1,55μm-Emission zu erreichen. Man ist wahrscheinlich in Zukunft in der Lage, mit (GaIn)(NAs) die Erfordernisse für MAN-Sendebauelemente zu erfüllen. (GaIn)(NAs) ist ein Materialsystem, dass über eine Reihe von ungewöhnlichen und interessan-

ten Eigenschaften verfügt. Sowohl aus anwendungsbezogenen als auch grundlagenorientieren Gesichtspunkten erscheint daher eine Beschäftigung mit diesem Materialsystem attraktiv. Die größte Besonderheit ist die Erniedrigung der Bandlücke von (Ga(In))As durch die Zugabe von geringen Konzentrationen von Stickstoff ([N]<4%) [12], [139]. Nach Shan et al. [19] findet die Veränderung der Bandlücke durch Stickstoff vor allem in Leitungsband statt. Dies führt zu einer großen Leitungsbanddiskontinuität in GaAs/(GaIn)(NAs)-Heterostrukturen, die günstig für temperaturstabile Laser sein sollte. Aufgrund des großen Unterschieds der Atomdurchmesser und Elektronegativitäten von Arsen- und Stickstoffatomen, weist (GaIn)(NAs) jedoch eine große Mischungslücke auf und ist nur unter extremen Nichtgleichgewichtsbedingungen als metastabiles Material herstellbar. Als Herstellungsverfahren werden im Wesentlichen die Molekularstrahlepitaxie (MBE) und die Metallorganische Gasphasenepitaxie (die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde) eingesetzt. Die Herstellung mittels MOVPE erfordert ungewöhnlich niedrige Wachstumstemperaturen von 525°C und die Verwendung effizient zerlegender, alternativer Quellen. Das Materialsystem hat neben zahlreichen viel versprechenden Eigenschaften den Nachteil, dass sich mit zunehmendem Stickstoffgehalt und zunehmender Emissionswellenlänge die optischen Eigenschaften deutlich verschlechtern. Die Beeinträchtigung wird auf die Ausbildung von Defekten durch nicht optimales Wachstum zurückgeführt. Auch die Schwellstromdichten von (GaIn)(NAs)-Laserdioden erhöhen sich erheblich mit zunehmender Wellenlänge und sind in vielen Bereichen noch unbefriedigend. Die Abscheidung hochqualitativer Schichten ist daher eine Herausforderung, die ein intensives Studium der Wachstumsparameter und der Strukturbildungsphänomene voraussetzt.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, hochwertiges (GaIn)((N)As)-Material für Laseranwendungen abzuscheiden und die Faktoren zu bestimmen, die gutes Lasermaterial von schlechtem Material unterscheiden. Dabei galt es, intrinsische Eigenschaften von (GaIn)(NAs) kennen zu lernen und wachstumsspezifische Parameter zu optimieren. Dazu wurden zahlreiche strukturelle, optische und chemische Untersuchungen durchgeführt, sowie Laser-Bauelemente hergestellt. Die Arbeit basiert auf weitreichenden Voruntersuchungen von Höhnsdorf [7], Schäfer [91] und Koch [16], und entstand in vielen Bereichen in konstruktiver Zusammenarbeit mit den Mitgliedern der Arbeitsgruppe.

Ein Schwerpunkt lag auf der systematischen Erforschung der Strukturbildung von GaAs-basierenden Heterostrukturen, insbesondere von (GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostrukturen. Dazu wurde eine neu entwickelte Methode eingesetzt, die die Untersuchung von realen, *inneren* Halbleiter-Grenzflächen mit dem Rasterkraftmikroskop (AFM) ermöglicht. Mittels einer höchstselektiven Ätzlösung wird die interessierende innere Grenzfläche mit atomarer Präzision freigelegt und der AFM-Untersuchung zugänglich gemacht. Die Methode erlaubt erstmals das Studium von dynamischen Strukturbildungsvorgängen (in Wachstumsunterbrechungen) im Realraum auf inneren, physikalisch relevanten Grenzflächen mit einer Zeitauflö-

sung von einer Sekunde. Die übliche Untersuchung von Halbleiter*oberflächen* ist nicht in der Lage, entsprechende Informationen zu liefern. Um die ungewöhnliche Strukturbildung von (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen einordnen zu können, wurde zudem systematisch die Strukturbildung der Basismaterialien GaAs, (GaIn)As und Ga(NAs) auf nominell exakt orientierten (100)-Grenzflächen studiert. Dabei wurde das Ausglätten von inneren GaAs-Grenzflächen während Wachstumsunterbrechungen *quantitativ* untersucht und ein Potenzgesetz gefunden, das die zeitliche Entwicklung der mittleren Inselgrößen über mehr als zwei Größenordnungen beschreibt. Im Materialsystem (GaIn)As konnte eine ungewöhnliche, bislang nicht beschriebene Umstrukturierung innerer Grenzflächen während eines moderaten Ausheizschrittes nachgewiesen werden.

Die Grenzflächenuntersuchungsmethode, die auf materialspezifischen Ätzen basiert, konnte auf das Materialsystem (GaIn)(NAs) erweitert werden. Die Methode wurde in enger Zusammenarbeit mit T. Torunski entwickelt und auf (GaIn)(NAs)-Systeme angewendet. Er hat darüber eine Diplomarbeit angefertigt, die sich in einigen Bereichen mit dieser Arbeit überschneidet. Es wurden einige neuartige Strukturbildungsphänomene entdeckt, die keine Analoga bei den konventionellen Materialsystemen (GaIn)As und GaAs haben. Dabei spielen insbesondere lateral inhomogene Verspannungsfelder eine bedeutende Rolle. Die Ergebnisse haben seitdem zu einem erweiterten Verständnis des epitaktischen Wachstums von (GaIn)(NAs)-Schichten geführt.

Die Untersuchung von (GaIn)(NAs)-Laserdioden ist aufgrund des immensen Anwendungspotentials Gegenstand intensiver Forschungen und wird in vielen Instituten und Industrielabors durchgeführt. Die zuverlässige und reproduzierbare Herstellung von Laserdioden mit guten Schwellstromdichten ist allerdings immer noch herausfordernd. Die physikalischen Ursachen, die die Schwellstromdichte von strukturell guten (GaIn)(NAs)-Laserdioden bestimmen, sind noch weitgehend unklar. Um die Zusammenhänge aufzuklären, und mit diesem Wissen Lasermaterialien zielgerichtet verbessern zu können, sind im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche Experimente mit (GaIn)(NAs)-Breitstreifenlaserdioden durchgeführt worden. In diesem Zusammenhang konnte auch ein elektrisch gepumpter VCSEL verwirklicht werden. Die Untersuchungen führten zu einer Korrelation der Schwellstromdichte von Breitstreifenlasern mit dem Kohlenstoffgehalt im aktiven Material, der mittels SIMS bestimmt wurde. Mit Hilfe dieses Zusammenhangs sollte die weitere Optimierung von (GaIn)(NAs)-basierenden Laserdioden möglich sein.

Um Lasermaterialien untersuchen und verbessern zu können, muss man über die Möglichkeit verfügen, Laser-Bauelemente herzustellen und zu vermessen. Nur die Messungen der Bauelementeigenschaften geben letztendlich Klarheit über die Eignung und Qualität des Materials für diesen Einsatzzweck. Im Rahmen dieser Arbeit ist die Möglichkeit geschaffen worden, Breitstreifenlaser reproduzierbar mit guter Qualität herzustellen und mit einem leistungsfähigen, gepulsten LIV-Messsystem bei Raumtemperatur zu analysieren. Mit der geschaffenen Prozess-

und Messinfrastruktur ist es in der Arbeitsgruppe nun möglich, von der Konzeption über die eptitaktische Abscheidung bis hin zur gepulsten Vermessung der Laser alle Schritte der Bauelementrealisierung im Hause durchzuführen.

Die vorliegende Arbeit ist im Zentralen Materiallabor des Wissenschaftlichen Zentrums für Materialwissenschaften der Philipps-Universität, Marburg entstanden und folgendermaßen gegliedert: Das zweite Kapitel erläutert die zum Verständnis der Arbeit notwendigen physikalischen Grundlagen. Danach werden die verwendeten experimentellen Methoden dargestellt. Das vierte Kapitel geht ausführlich auf die Strukturbildung innerer (Ga(In))((N)As)-Grenzflächen ein. Im fünften Kapitel werden schließlich die Untersuchungen an (GaIn)(NAs)-Lasern präsentiert.

Im Anhang wird in zwei Kapiteln auf eingesetzte Laser-Prozesstechnologie und den Aufbau eines gepulsten LIV-Lasermessplatzes eingegangen. Diese Kapitel sind sehr ausführlich dargestellt und dienen als „Bedienungsanleitung“ für die entsprechenden Gerätschaften. Der Leser, der an den physikalischen Eigenschaften des Materialsystems (GaIn)(NAs) interessiert ist, kann diese beiden Kapitel überblättern.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden kurz die zum Verständnis der Arbeit notwendigen physikalischen Grundlagen erläutert. Der erste Teil beschäftigt sich mit allgemeinen Aspekten von III-V-Halbleitern und Heterostrukturen. Im zweiten Teil wird speziell auf das Materialsystem (GaIn)(NAs) eingegangen. Im letzten Abschnitt werden schließlich die grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Laserdioden dargestellt. Für weiterführende Fragen wird an den entsprechenden Stellen auf geeignete Fachliteratur verwiesen.

2.1 III-V-Halbleiter

Als III-V-Halbleiter bezeichnet man (ein-)kristalline Verbindungen von Elementen der dritten Hauptgruppe des Periodensystems (Al, Ga, In) mit Elementen der fünften Hauptgruppe (N, P, As, Sb). Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten GaAs-basierenden III-V-Halbleiter kristallisieren in der kubischen Zinkblendestruktur, in der jedes Gruppe-III-Atom tetraedrisch von vier Gruppe-V-Atomen umgeben ist und umgekehrt jedes Gruppe-V-Atom von vier Gruppe-III-Atomen. Alle Atome sind dabei sp^3-hybridisiert. Ein Kristall zeichnet sich durch eine dreidimensionale periodische Aneinanderreihung von Elementarzellen aus, die eine Fernordnung im Festkörper schafft. Die Elementarzelle der Zinkblendestruktur ist in *Abbildung* 2.1 dargestellt.

Durch die Wechselwirkung von Kristallelektronen mit dem regelmäßigen Gitterpotential, das durch die periodische Anordnung der Gitteratome (bzw. Gitterionen) verursacht wird, ergibt sich die Bandstruktur. Die materialspezifische Bandstruktur beschreibt die erlaubten energetischen Zustände von Elektronen in Abhängigkeit von ihrem Impuls $\overrightarrow{k}$. In *Abbildung* 2.2 ist als Beispiel die Bandstruktur von GaAs aufgetragen.

Bei den mit Γ, X und L bezeichneten Punkten handelt es sich um Orte hoher Symmetrie in der ersten Brillouin-Zone. Der Γ-Punkt ist das Zonenzentrum

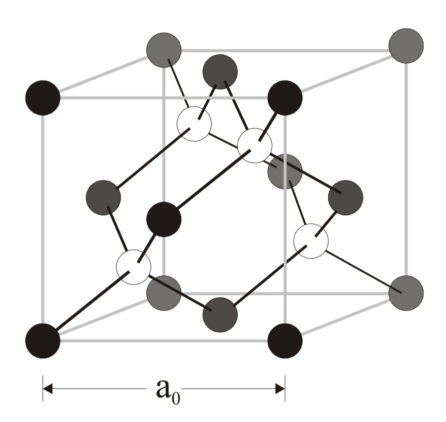


Abbildung 2.1: Kristallstruktur von GaAs (Zinkblendestruktur)

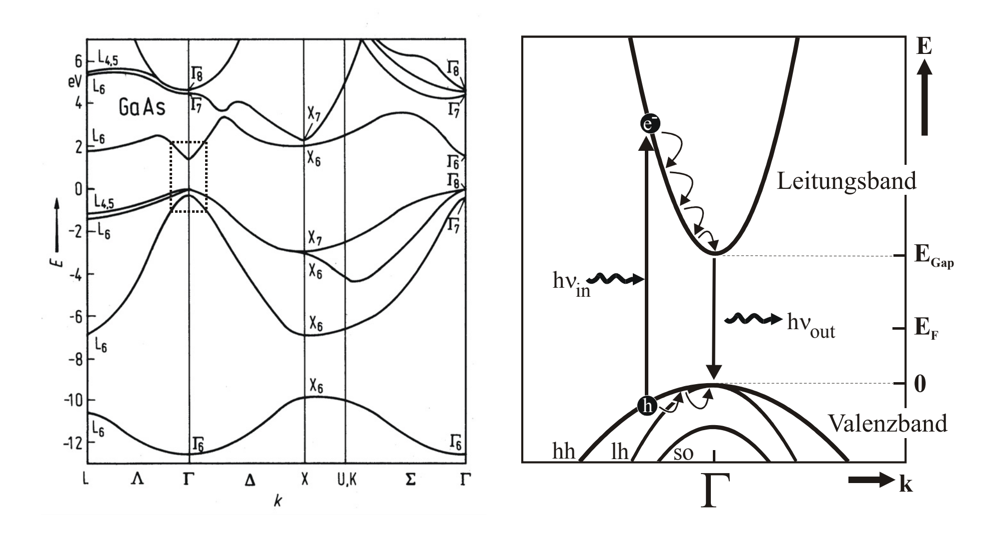


Abbildung 2.2: Banddiagramm von GaAs. Linke Seite: gesamte Brillouin-Zone mit Γ, L und X als Punkte hoher Symmetrie. Rechte Seite: Ausschnitt in der Nähe des Γ-Punktes.

($k_x = k_y = k_z = 0$), auf dessen nahe Umgebung sich die folgenden optoelektronischen Betrachtungen im Wesentlichen beschränken (durch das Kästchen markierter Bereich). Die Besetzung der Zustände der Bandstruktur mit Elektronen wird im thermodynamischen Gleichgewicht durch die Fermi-Verteilung beschrieben:

$$f = \frac{1}{\exp\{\frac{E - E_F}{k_B T}\} + 1} \tag{2.1}$$

Bei $T = 0K$ handelt es sich bei der Fermiverteilung um eine Stufenfunktion, die die besetzten Zustände von den unbesetzten an der Fermienergie E_F trennt.

Das oberste voll besetzte Band heißt Valenzband (bis zur Energie $E = 0eV$ in *Abbildung* 2.2), das unterste unbesetzte Band Leitungsband. In Halbleitern und Isolatoren sind Leitungs- und Valenzband durch eine Bandlücke ($E_{Gap} = E(\text{Leitungsbandminimum}) - E(\text{Valenzbandmaximum})$) getrennt. Dabei handelt es sich um einen verbotenen Energiebereich für Kristallelektronen. Im undotierten Halbleiter liegt die Fermienergie etwa in der Mitte der Bandlücke. Legt man bei $T = 0K$ an einen Halbleiter oder Isolator eine Spannung an, so können die Elektronen des vollbesetzten Valenzbandes keinen Impuls aufnehmen, weil kein freier Endzustand im Valenzband vorhanden ist. Das Material ist in diesem Zustand elektrisch nicht leitfähig. Um Leitfähigkeit zu ermöglichen, muss man zuerst thermisch oder optisch ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anregen, in dem sich viele freie Zustände befinden. Der Ladungsträger kann im Leitungsband nun beliebig Impuls aufnehmen und damit elektrische Leitfähigkeit ermöglichen. Durch die Anregung des Elektrons über die Bandlücke hinweg wird im Valenzband ein unbesetzter Zustand zurückgelassen, der nun seinerseits von benachbarten Elektronen als freier Endzustand genutzt werden kann. Dabei „wandert“ der unbesetzte Zustand im Valenzband und verhält sich vergleichbar wie ein positiv geladener Ladungsträger. Solche Zustände nennt man Defektelektronen oder Löcher, die man als positiv geladene Teilchen im Halbleiter betrachten kann.

Man unterscheidet Halbleiter von Isolatoren über die Größe der Bandlücke. Von $0eV$ bis $3,5eV$ spricht man von Halbleitern, von $E_G > 3,5eV$ von Isolatoren. Bei Metallen berühren oder überlappen sich die Bänder in der Nähe des Ferminiveaus, so dass genügend freie Zustände vorhanden sind, die eine elektrische Leitfähigkeit auch ohne thermische oder optische Anregung ermöglichen.

Weisen das Leitungsbandminimum und das Valenzbandmaximum denselben Kristallimpuls auf, d.h. liegt das LB-Minimum direkt oberhalb des VB-Maximums, spricht man von direkten Halbleitern. Liegen die Extrema bei unterschiedlichen Kristallimpulsen, so nennt man die Halbleiter indirekt. Optische Übergänge, d.h. die Anregung eines Elektron-Loch-Paares durch Absorption eines Photons oder die Rekombination eines Elektron-Loch-Paares unter Aussendung eines Photons, sind direkte Übergänge. Im Bändermodell werden sie als (nahezu) senkrechte Linien dargestellt, da neben der Energieerhaltung auch die Impulserhaltung für

das System gelten muss. Der Impuls von Photonen beträgt: $\hbar K_{phot} = h\nu n/c_0$, ($K_{phot} = 2\pi/\lambda$). Für GaAs ist $hv = 1,4eV$ und $n = 3,6$, und damit $K_{phot} \approx 2,5 \cdot 10^7 m^{-1}$. Das ist vernachlässigbar klein verglichen mit typischen Werten von ca. $10^{10} m^{-1}$ der elektronischen Bandstruktur in der Brillouin-Zone ($k_q \approx \pi/a_0$) [3] [1].

Ein hoch in das Leitungsband angeregtes Elektron, bzw. ein in das Valenzband angeregtes Loch, relaxiert unter Aussendung von Phononen (Gitterschwingungen) sehr schnell in das Bandminimum (Dauer: Picosekunden). Aus den Bandminima können die Ladungsträger dann unter Aussendung eines Photons auf deutlich längeren Zeitskalen (Nanosekunden) strahlend rekombinieren. Die schnelle Thermalisierung der Ladungsträger hat zur Folge, dass man zur Betrachtung optischer Prozesse in direkten III-V-Halbleitern sich auf einen kleinen Bereich in der Nähe des Γ–Punktes beschränken kann. In diesem Bereich kann man die Bandverläufe durch Parabeln annähern, was eine theoretische Behandlung, insbesondere durch Einführung einer konstanten effektiven Masse, stark vereinfacht. In *Abbildung* 2.2, Teil 2 ist der relevante Bandausschnitt dargestellt. Man erkennt *ein* parabolisches Leitungsband[2], welches eine starke Krümmung aufweist. Entsprechend der Definition:

$$\frac{1}{m^*} := \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k^2}\bigg|_{k=0}$$

kann man den Leitungsbandelektronen eine konstante, kleine effektive Masse zuordnen.

Es gibt drei Valenzbänder[3], von denen zwei bei $\overrightarrow{k} = 0$ im Volumenhalbleiter entartet sind. Die beiden obersten weisen unterschiedliche Krümmungen auf, weshalb das eine Schwerlochband (*heavy hole VB*) und das andere Leichtlochband (*light hole VB*) heißt. Das darunter liegende heißt *split off*-Band, bei dem die Entartung wegen der Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgehoben ist. Die Masse der Löcher ist im Allgemeinen deutlich größer als die der Elektronen und beträgt in GaAs $m_{HH} = 0,38m_0$, $m_{LH} = 0,09m_0$, $m_{SH} = 0,15m_0$ verglichen mit der effektiven Elektronenmasse von $m_C = 0,067m_0$ (m_0 ist die Masse des freien Elektrons) [4].

Die schnelle Thermalisierung der Ladungsträger innerhalb der Bänder verglichen mit den langsamen strahlenden Übergängen zwischen den Bändern hat noch eine weitere wichtige Konsequenz: Es kommt zu einer schnellen Gleichgewichtseinstellung der Ladungsträger in den jeweiligen elektronischen Subsystemen, obwohl sich das Gesamtsystem nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Injiziert man in einen Halbleiter Ladungsträger oder beleuchtet ihn, so

[1] Die vereinfachte theoretische Behandlung optischer Übergänge als senkrechte Übergänge heißt „*Dipol-Näherung*“ [97].

[2] Gebildet aus den 4s-Zuständen des GaAs-Moleküls.

[3] Gebildet aus den 4p-Zuständen des GaAs-Moleküls.

befindet sich das Gesamtsystem im Ungleichgewicht, und man kann die Ladungsträgerverteilung nicht mit einem (gemeinsamen) Ferminiveau beschreiben. Es ist aber in der Regel möglich, die Ladungsträgerverteilung der Löcher und Elektronen getrennt durch zwei separierte Quasiferminieveaus E_{Fh}, E_{Fe} zu quantifizieren und damit die physikalischen Prozesse deutlich vereinfacht zu behandeln.

Neben den direkten Halbleitern gibt es noch indirekte Halbleiter, zu den insbesondere die Elementhalbleiter Germanium und Silizium aber auch einige III-V-Halbleiter wie GaP und AlAs gehören. In indirekten Halbleitern können optische Übergänge zwischen den Bandextrema nur bei Anwesenheit von Phononen stattfinden, die die Impulserhaltung des Prozesses gewährleisten. Diese drei-Teilchen-Prozesse sind allerdings wesentlich unwahrscheinlicher als die zwei-Teilchen-Prozesse in direkten Halbleitern. Für optoelektonische Anwendungen, insbesondere für Licht-emittierende Bauelemente, sind folglich direkte Halbleiter die bevorzugten Materialien. Viele III-V-Halbleiter, z.B. GaAs, InP und GaN, sind direkte Halbleiter, die materialabhängig unterschiedliche Bandlücken aufweisen.

In *Abbildung* 2.3 ist die Bandlücke verschiedener III-V-Halbleiter gegen die Gitterkonstante aufgetragen. Man erkennt den weiten Energie- bzw. Wellenlängenbereich, der durch die konventionellen III-V-Halbleiter (rechte Diagrammseite) und durch die neuartigen Nitride (linke Diagrammseite) abgedeckt wird. Man ist heute in der Lage, vom nahen Ultraviolett bis ins mittlere Infrarot Lichtemitter auf Basis von III-V-Halbleitern herzustellen. Neben den binären III-V-Verbindungen, kann man auch Mischsysteme aus mehr als zwei Komponenten abscheiden, z.B. (AlGa)As. Diese Verbindungen enthalten alle gleich viele Gruppe-III-Atome und Gruppe-V-Atome, was durch die Klammern in der Namensbezeichnung angedeutet werden soll. Die Abhängigkeit der Bandlücke der ternären Verbindungen ist in *Abbildung* 2.3 als meist leicht gebogene Verbindungslinie zwischen den binären Endpunkten dargestellt. Bei den Halbleitern, die mit gefüllten Symbolen bzw. durch durchgehende Linien dargestellt sind, handelt es sich um direkte Halbleiter, die offenen Symbole bzw. gestrichelten Linien wiesen auf indirekte Halbleiter hin. Im wichtigen GaAs-AlAs-System geht (Al_xGa_{1-x})As für $x > 0,45$ von einem direkten in einen indirekten Halbleiter über.

Die Gitterkonstante von ternären III-V-Halbleitern ergibt sich aus der linearen Interpolation der Gitterkonstanten der binären Komponeneten (Vegard'sche Regel [5]): $a(A_xB_{1-x}) = x \cdot a(A) + (1-x) \cdot a(B)$ (x ist der Anteil der Komponente A am Gesamtsystem). Für die entsprechende Bandlücke ist der Zusammenhang aufgrund von Unordnungseffekten im Kristall im Allgemeinen nicht so einfach. Die ternäre „gebogene“ Bandlücke kann man durch eine quadratische Anpassung beschreiben:

$$E_{Gap}(A_xB_{1-x}) = x \cdot E_{Gap}(A) + (1-x) \cdot E_{Gap}(B) + \Delta E$$

$$\Delta E = b \cdot x(x-1)$$

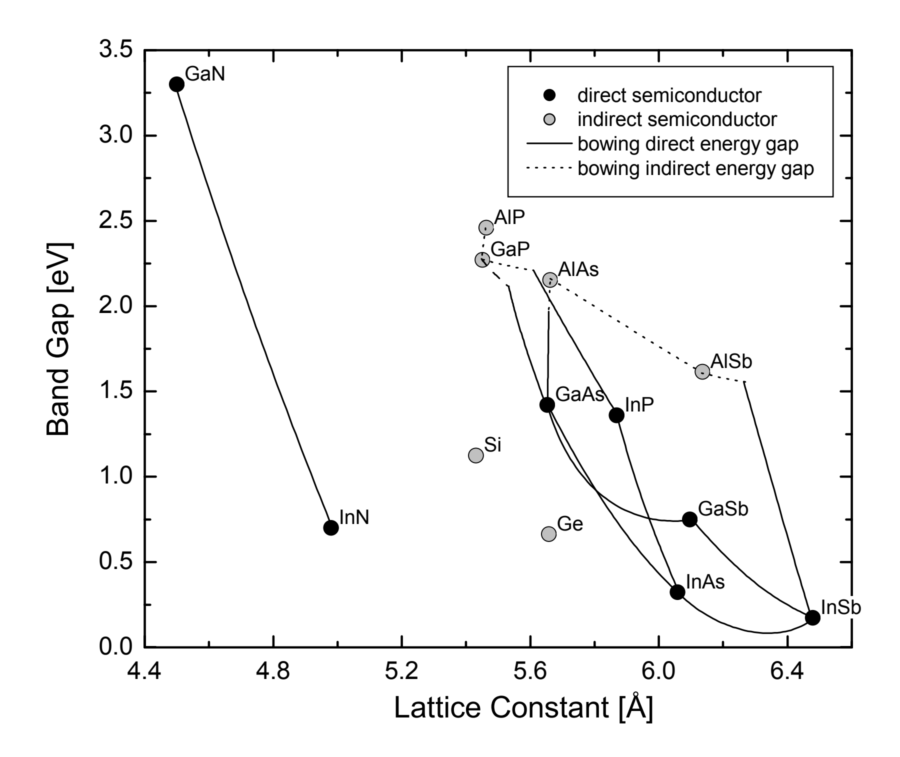


Abbildung 2.3: Bandlücke als Funktion der Gitterkonstante für verschiedene III/V-Halbleiter. Die Verbindungslinien entsprechen ternären Mischkristallen. Man beachte den erst kürzlich neu bestimmten Wert der Energielücke für InN, der 0,7eV statt 1,9eV beträgt [13], [14], [15].

Die Größe „b“ wird als Bowing-Koeffizient bezeichnet und beträgt üblicherweise einige Elektronenvolt [6]. Im (Ga(In))(NAs)-System ist der Bowing-Koeffizient ungewöhnlich groß und zusätzlich von der Zusammensetzung abhängig[4] [7].

Zur Herstellung der vielfältigen III-V-Halbleiter werden epitaktische Wachstumsverfahren eingesetzt. Dabei wird auf einem einkristallinen Substrat ein einkristalliner Film des gewünschten Halbleiters im Vakuum oder aus der Gas- bzw. der flüssigen Phase abgeschieden. Der aufwachsende Kristallfilm nimmt die Kristallstruktur und, in der Schichtebene, die Gitterkonstante des Substrates an. Hochwertige, großtechnisch verfügbare Substrate sind allerdings nur für GaAs, InP und GaP verfügbar. Wie man aus *Abbildung* 2.3 entnehmen kann, folgen daraus wesentliche Einschränkungen für die verschiedenen Materialien und Mischkristalle. Scheidet man ein Material ab, das eine andere Gitterkonstante als der Wirtskristall besitzt, so gelingt das nur bei relativ ähnlichen Gitterkonstanten und bis zu geringen Schichtdicken. Die aufwachsende Schicht wird dabei in Wachstumsrichtung verzerrt (pseudomorphes Wachstum). Überschreitet man eine kritische Schichtdicke oder ist der Unterschied der Gitterkonstanten zu groß (einige Prozent), so relaxiert die Epitaxieschicht unter Bildung von Versetzungen. Relaxierte Schichten haben aber im Allgemeinen drastisch schlechtere Eigenschaften als perfekte, einkristalline Filme. Aufgrund der nahezu gleichen Gitterkonstanten von AlAs ($0,5662nm$) und GaAs ($0,5652nm$, bei Raumtemperatur [154]) nimmt das (AlGa)As-System eine Sonderstellung ein. Man kann alle ternären Verbindungen bis zu sehr dicken Epitaxieschichten (einige μm) problemlos abscheiden. Daraus ergeben sich die besondere Bedeutung und der weite Einsatzbereich dieses Materialsystems. Durch die Verwendung quaternärer Materialien erhält man die Freiheit, gitterangepasste Mischkristalle mit unterschiedlicher, und in Grenzen, beliebig einstellbarer Bandlücke herzustellen.

Der besondere Vorteil epitaktischer Wachstumsverfahren liegt in der Möglichkeit, *unterschiedliche* Materialien in dünnen Schichten direkt aufeinander abzuscheiden. Solche Schichtstapel, in denen verschiedene Materialien abrupt aneinander stoßen, heißen Heterostrukturen. Sie weisen besondere physikalische (und chemische) Eigenschaften auf, die den Siegeszug der modernen III-V-Halbleiter oft erst ermöglichen. Besondere Bedeutung hat die Einbettung von einer Materialschicht mit kleinerer Bandlücke zwischen zwei Materialschichten, die über eine größere Bandlücke verfügen (Doppel-Hetero-Struktur). In der mittleren Schicht lassen sich Ladungsträger einsperren (*Confinement*). Die Ladungsträger werden dadurch in der Probe auf einen kleinen, definierten Bereich lokalisiert, und man kann ihre Dichte in weiten Grenzen variieren. Für die Verwirklichung von bei Raumtemperatur funktionierenden Laserdioden war die Erfindung der Doppel-Hetero-Struktur wesentlich (1963, Nobelpreis Krömer und Alferov 2000).

Reduziert man die Schichtdicke des Materials mit der kleineren Bandlücke

[4] Ein zusammensetzungsabhängiger Bowing-Koeffizient stellt natürlich das Konzept der quadratischen Anpassung der Bandlückenenergie in Frage.

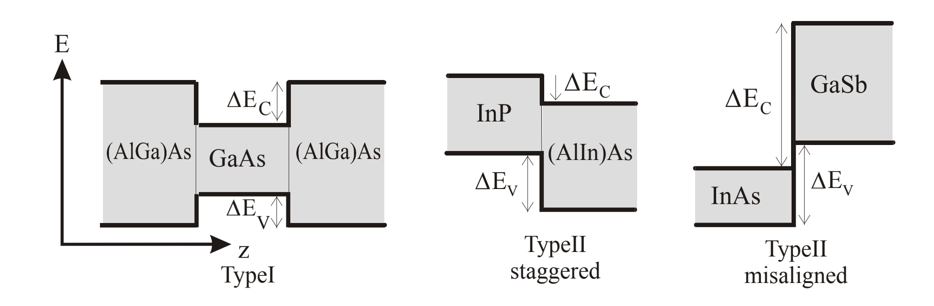


Abbildung 2.4: Unterschiedliche Typen von Banddiskontinuitäten mit Beispielen.

in Heterostrukturen bis in die Größenordnung der de-Brogilie Wellenlänge der Exzitonen[5] [8], so treten Quantisierungseffekte auf. Man spricht dann von einem zweidimensionalen System bzw. von Quantenfilmen (*quantum well*, QW). Quantenfilme verfügen über eine elektronische Struktur, die sich von dem parabelförmigen Bandverlauf des dreidimensionalen bulk-Materials unterscheidet. Die Quantisierung der Ladungsträger senkrecht zur Schichtebene führt zur Ausbildung diskreter Zustände, deren Lage man in Analogie zum quantenmechanischen Bespiel des Teilchens im endlichen Potentialtopf berechnen kann. In der Schichtebene bleiben die freie Beweglichkeit der Ladungsträger und der parabelförmige Bandverlauf bestehen. Man kann die Ladungsträger auch lateral noch weiter einschränken und so zu eindimensionalen Systemen (*quantum wires*) und nulldimensionalen Systemen (*quantum dots*) kommen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Quantenfilm-Strukturen untersucht.

In *Abbildung* 2.4 Teil1 ist der beschriebenen Fall eines Quantenfilms dargestellt. Der Unterschied der Bandlücken der aneinander grenzenden Materialien teilt sich so auf, dass sowohl für die Löcher als auch für die Elektronen in derselben Schicht Quantentöpfe entstehen, die gebundene Zustände ermöglichen. In diesem Falle spricht man von Typ-I Bandkantendiskontinuität. Durch die gute räumliche Überlappung der Elektronen- und Löcherwellenfunktionen (⇒ großes Dipolmatrixelement) weisen diese Systeme gute optoelektronische Eigenschaften auf, wie z.B. schnelle Dynamik und hohe Oszillatorstärke. Es gibt allerdings noch andere Formen der Bandkantendiskontinuität, die in *Abbildung* 2.4 dargestellt sind. Diese Typ-II genannten Diskontinuitäten erzeugen keine gebundenen Zustände für Elektronen und Löcher am selben Probenort und sind daher für optoelektronische Anwendungen, insbesondere für Laser, weniger geeignet.

Neben der Ausbildung quantisierter Energie-Niveaus hat eine Dimensionsreduzierung noch eine Änderung der Zustandsdichte zur Folge. Die Zustandsdichte $\rho_i(E_i)dE$ beschreibt die Anzahl verfügbarer elektronischer Zustände (pro

[5] Exzitonen sind Quasiteilchen im Halbleiter, die aus einem Loch und einem Elektron bestehen. Aufgrund der Coulombwechselwirkung zwischen Elektron und Loch bildet sich ein dem Wasserstoffatom ähnlicher, gebundener Zustand.

Volumeneinheit) in dem Energieintervall E_i und $E_i + dE$. Sie ist eine Funktion der Energie und beträgt im Volumen-Halbleiter: $\rho_i(E_i) = \frac{1}{2\pi^2}\left[\frac{2m^*}{\hbar^2}\right]^{3/2} E_i^{1/2}$, $(i = VB,\ LB)$. Der wurzelförmige Verlauf bedeutet, dass direkt an der Bandkante die Zustandsdichte verschwindet und erst zu höheren Energien kontinuierlich ansteigt[6]. In der Bandlücke ist die Zustandsdichte natürlich gleich Null. Im zweidimensionalen Fall beträgt sie: $\rho_i(E_i) = \frac{1}{d}\sum_n \frac{m^*}{\pi\hbar^2} Heavyside(E - E_n)$. Hierbei handelt es sich um eine Stufenfunktion, die schon bei der niedrigsten Energie (Grundzustand $n = 1$) eine relativ hohe, von Null verschiedene, Zustandsdichte aufweist. Für zahlreiche Bauelementanwendungen wie. z.B. Laser ist dies sehr vorteilhaft.

Eine weitere Größe, die aus der epitaktischen Abscheidung von nicht gitterangepassten Materialien folgt, nämlich die Verspannung, hat ebenfalls einen deutlichen Einfluss auf die elektronischen Eigenschaften. Durch das pseudomorphe Wachstum wird zwar die laterale Gitterkonstante des Substrates a_0 erhalten, die Gitterkonstante der abgeschiedenen Schicht in Wachstumsrichtung $a^{\perp}$ stellt sich jedoch von a_0 verschieden ein. Ist die relaxierte Gitterkonstante[7] des aufwachsenden Materials größer als a_0 (z.B. (GaIn)As auf GaAs), so ist $a^{\perp} > a_0$ und man spricht von kompressiver Verspannung. Verfügt das aufwachsende Material über eine kleinere Gitterkonstante (z.B. Ga(NAs) auf GaAs), so ist $a^{\perp} < a_0$ und man redet von tensiler Verspannung. Die tetragonale Verzerrung der kubischen Elementarzellen führt zu einer Änderung des Zellenvolumens (hydrostatischer Anteil) und einer uniaxialen Längenänderung. Der hydrostatische Anteil führt im Falle der kompressiven Verspannung zu einer Vergrößerung der Bandlücke, bzw. für tensile Verspannung zu einer Verkleinerung von E_G. Der uniaxiale Anteil der Verzerrung reduziert die Kristallsymmetrie, was zu einer Aufhebung der Entartung der Valenzbänder im $\Gamma-$Punkt führt. Die Auswirkungen der Verspannung auf die Bandstruktur sind schematisch in *Abbildung* 2.5 dargestellt.

2.2 Kristallwachstum

Zur Herstellung von Halbleiterheterostrukturen setzt man epitaktische[8] Verfahren ein. Im Idealfall kann man damit monolagenweise einkristalline Filme auf

[6]Nach dem Modell der freien Ladungsträger folgt die Absorption der Zustandsdichte. In Absorptionsexperimenten findet man jedoch direkt an der Bandkante eine von Null verschiedene Absorption. Sie ist Folge der attraktiven Coulombwechselwirkung von Ladungsträgern im Halbleiter (Sommerfeldfaktor [9]). Die erheblichen Auswirkungen der Vielteilchenwechselwirkungen werden weiter hinten angesprochen.

[7]Relaxierte Gitterkonstante: Gitterkonstante, die das Material ohne Anwesenheit eines Substrates annehmen würde.

[8]Epitaxie: (griechisch) epi: auf, taxis: Ordnung, d.h. die abgeschiedene Schicht nimmt die kristalline Ordnung des Substrates an.

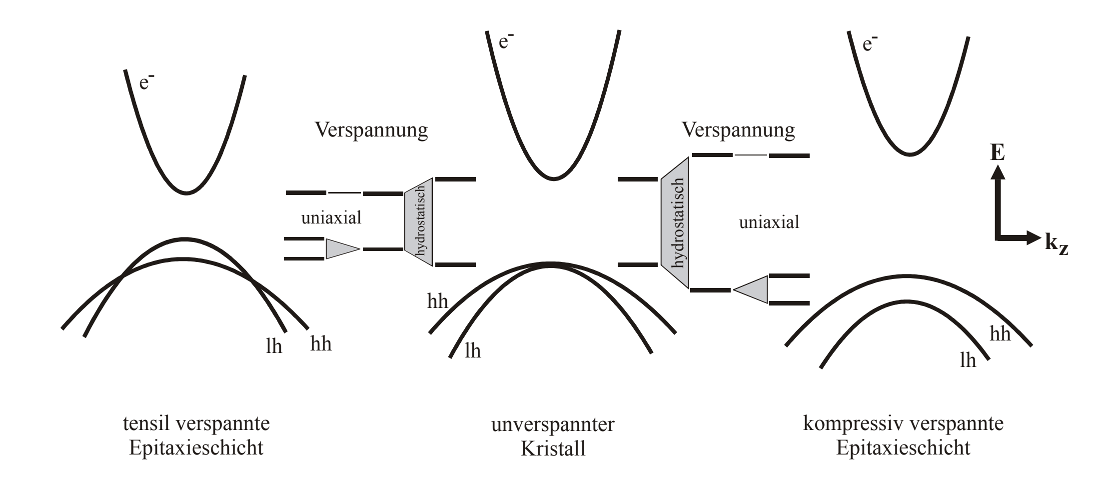


Abbildung 2.5: Auswirkung von Verspannung auf die Bandstruktur. Die Verspannung läßt sich zerlegen in einen hydrostatischen Anteil, der eine Veränderung der Bandlücke bewirkt und in eine uniaxiale Verspannung, die eine Aufhebung der Entartung von Schwer- und Leichtlochband zur Folge hat.

einkristallinen Substraten abscheiden und atomar abrupte Grenzflächen zwischen den unterschiedlichen Materialien einer Heterostruktur erzeugen. Die physikalischen Eigenschaften der abgeschiedenen Schichten hängen dabei wesentlich von dem Wachstumsprozess und damit von dem Wachstumsverfahren und den Wachstumsparametern ab. Durch die Analyse der strukturellen Eigenschaften kann man den Wachstumsprozess besser verstehen lernen und so schneller zu optimierten Wachstumsparametern kommen.

Es gibt im Wesentlichen drei Epitaxie-Verfahren: Die Flüssigphasen-Epitaxie (*Liquid Phase Epitaxy* – LPE), die Molekularstrahl-Epitaxie (*Molecular Beam Epitaxy* – MBE) und die Metallorganische Gasphasen-Epitaxie (*Molecular Vapor Phase Epitaxy* – MOVPE). Bei der LPE handelt es sich um ein Verfahren, das nahe am thermodynamischen Gleichgewicht arbeitet. Die Halbleiterschicht wird aus einer Schmelze der Ausgangssubstanzen abgeschieden. Dieses Verfahren ist relativ preisgünstig, ermöglicht jedoch nur die Abscheidung von thermodynamisch stabilen Verbindungen und ist nicht zur Herstellung von (dünnen) Quantenfilmstrukturen geeignet. Aufgrund der zunehmenden Verbreitung von Heterostrukturen sinkt die wirtschaftliche Bedeutung dieser Methode. Bei der MBE bzw. der MOVPE handelt es sich dagegen um Nicht-Gleichgewichts-Wachstumsverfahren, die die Herstellung von metastabilen Materialien und von atomar abrupten Grenzflächen ermöglichen. Da zur Herstellung der Proben dieser Arbeit die MOVPE benutzt worden ist, wird im Folgenden näher auf dieses

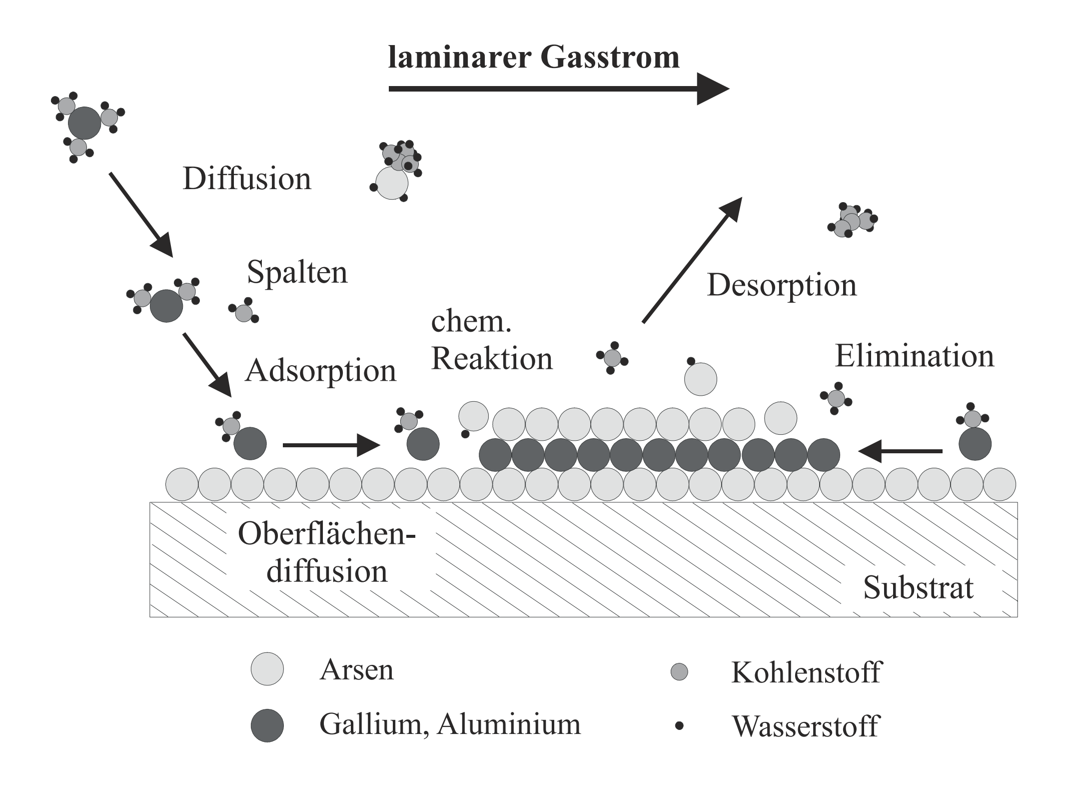


Abbildung 2.6: Mikroskopische Prozesse bei der MOVPE.

Wachstumsverfahren eingegangen.

Die MOVPE oder MOCVD (*Metalorganic Chemical Vapor Deposition*) geht auf Manasevit [10] zurück und wird ausführlich in Stringfellow [11] behandelt. In *Abbildung* 2.6 ist schematisch das Abscheidungsprinzip dargestellt. Um III-V-Halbleiterfilme abzuscheiden, muss man die Gruppe-III-Atome mit den Gruppe-V-Atomen auf dem Substrat zur Reaktion bringen und einen Kristall bilden lassen. In der MOVPE werden die Elemente in Form (metall-)organischer Verbindungen („*Quellen*“) in den Reaktor gebracht. Man leitet die Quellen in einem inerten Gasstrom über das auf typisch 500°C bis 750°C geheizte Substrat, wo sie thermolytisch gespalten werden. Dadurch werden die Gruppe-III- bzw. Gruppe-V-Elemente in der Gasphase über dem Substrat mit einem Partialdruck zur Verfügung gestellt, der weit über dem Gleichgewichtspartialdruck der entsprechenden Elemente über dem entstehenden Kristall liegt (daher handelt es sich um ein Nicht-Gleichgewichts-Wachstumsverfahren). Die Reaktanden diffundieren zu der Substratoberfläche, wo sie absorbiert werden und weitere chemische Reaktionen durchlaufen. Auf der Wachstumsoberfläche diffundieren die Adatome, bis sie in den Kristall eingebaut werden oder sie wieder wie die organischen Restgruppen desorbieren. Im Idealfall wird so der Kristall atomlagenweise aufgebaut. Aufgrund der Möglichkeit, sehr schnell die Gaszusammensetzung über dem Substrat ändern zu können (durch Umschalten zwischen verschiedenen Quellen), kann man

abrupte Grenzflächen erzeugen.

Die atomare Struktur der Wachstumsoberfläche unterscheidet sich von der kubischen Symmetrie im sich aufbauenden Festkörper. Die Wachstumsoberfläche besteht nicht einfach aus einem aufgeschnitten Kristall, bei dem die Bindungen der Atome, die nach oben keinen Partner haben, als freie Bindungen (*dangling bonds*) vorhanden sind. Diese Bindungen gehen untereinander (lateral) Atombindungen ein, was zu einer rekonstruierten Wachstumsoberfläche führt. Die Oberflächenrekonstruktion nimmt eine regelmäßige Gitterstruktur an, die von der Wachstumstemperatur und den Partialdrücken der Quellensubstanzen abhängt. Die Periodizität dieser Oberflächen-Gitter ist immer ein ganzzahliges Vielfaches der zugrunde liegenden Gitterkonstante a_0. Durch die Rekonstruktion wird der Wachstumsoberfläche eine Symmetrie und Anisotropie aufgeprägt, die sich in der Struktur von inneren Grenzflächen und von Oberflächen widerspiegelt und einen Einfluss auf die physikalischen Eigenschaften des Kristalls haben kann [82], [60].

Bei (geheizten) III-V-Halbleitern ist der Gleichgewichtsdampfdruck der Gruppe-V-Atome größer als der der Gruppe-III-Atome über der Oberfläche. Die Kristalle neigen zur inkongruenten Verdampfung (bei GaAs ab ca. 530°C). Man muss daher auch in Wachstumsunterbrechungen einen gewissen, temperaturabhängigen Gruppe-V-Partialdruck über dem Kristall aufrechterhalten, damit der Kristall nicht geschädigt wird (man spricht von *Stabilisierung*). Außerdem scheidet man den Kristall nicht mit einem stöchiometrischen Partialdruckverhältnis, sondern mit einem Überschuss an Gruppe-V-Elementen ab. Die richtige Stöchiometrie des Kristalls stellt sich dann über die inkongruente Verdampfung selbst ein. Die Wachstumsgeschwindigkeit wird deshalb auch vom Angebot der III-er Quellen und nicht von dem der V-er Quellen bestimmt. In diesem Zusammenhang spielt in der Praxis der Begriff des V/III-Verhältnisses eine wichtige Rolle, der als das Verhältnis der Partialdrücke von Gruppe-V- zu Gruppe-III-Quellen definiert ist und ein Maß für den Überschuss der V-er Quellen darstellt: V/III-Verhältnis $:= \frac{\sum \text{Partialdrücke Gruppe-V}}{\sum \text{Partialdrücke Gruppe-III}}$. Bestehen die abgeschiedenen Materialien aus mehr als zwei Komponenten, wie z.B. (GaIn)(NAs), so spielt für die Zusammensetzung weiterhin das V/V-Verhältnis für die Zusammensetzung und die Qualität eine wichtige Rolle. In unserem speziellen Falle ist das V/V-Verhältnis $:= p_p(UDMHy)/p_p(TBAs)$. Die Zusammensetzung der III-er Seite folgt aus dem Zusammenhang, dass sich die Wachstumsgeschwindigkeit eines ternären Mischkristalls additiv aus den Wachstumsgeschwindigkeiten der binären Komponenten ergibt:

$$v_{gr}((A_xB_{1-x})C) := v_{gr}(AC) + v_{gr}(BC), \quad \text{mit } \; x = \frac{v_{gr}(AC)}{v_{gr}((A_xB_{1-x})C)}.$$

Da das V/III- bzw. V/V-Verhältnis als Partialdruckverhältnis definiert ist, sagt es noch nichts über die realen Verhältnisse auf der Wachstumsoberfläche aus. Diese werden noch wesentlich durch die thermischen Zerlegungseigenschaften der Quellen beeinflusst. Bei der Verwendung von V-er Quellen mit niedriger

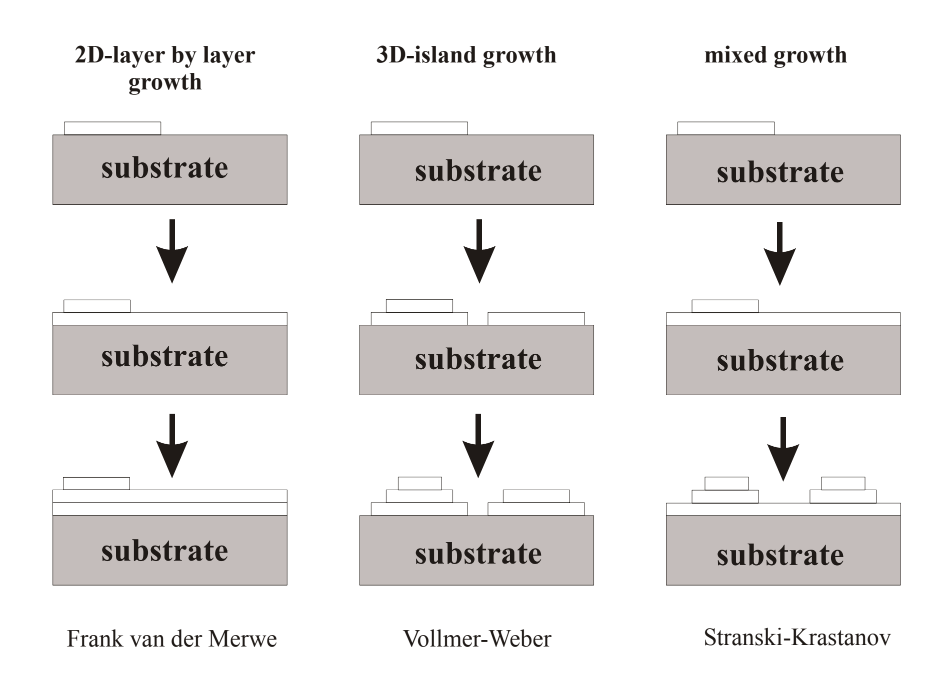


Abbildung 2.7: Die drei epitaktischen Wachstumsmodi.

Zerlegungstemperatur (350°C-500°C) kann man mit nominell niedrigeren V/III-Verhältnissen die gleiche Oberflächenstabilisierung erreichen, wie bei der Verwendung von Quellen, die erst bei höheren Temperaturen (450°C-600°C) hinreichend zerlegt werden [11]. Werden die Wachstumstemperaturen ausreichend hoch gewählt, so dass die Quellen vollständig zerlegt sind, wird die Wachstumsgeschwindigkeit durch die Diffusion der Reaktanden zum Substrat bestimmt und ist damit weitgehend temperaturunabhängig. Sind die Quellen noch nicht vollständig zerlegt, wird die Wachstumsgeschwindigkeit durch die Zerlegung bestimmt, und ist daher stark temperaturabhängig. Die Prozessführung ist im zweiten Falle deutlich schwieriger, weshalb man entweder höhere Wachstumstemperaturen oder effizienter zerlegende Quellen bevorzugt.

Die Morphologie des entstehenden Kristalls wird durch verschiedene Wachstumsmechanismen bestimmt. In *Abbildung* 2.7 sind die drei Grundtypen skizziert. Um Quantenfilme, homogene Volumenschichten oder Heterostrukturen mit wohldefinierten Grenzflächen zu erhalten, strebt man eine monolagenweise Abscheidung an, das Frank-Van der Merwe-Wachstum. Dabei bilden sich zunächst Inseln, die nur eine Monolage hoch sind, und die sich lateral zunehmend ausbreiten, bis sie eine vollständige Lage gebildet haben. Erst dann findet das Wachstum der nächsten Monolage statt. Beim Vollmer-Weber-Wachstum nukleieren dreidimensionale Inseln, die erst ab einer gewissen Schichtdicke zu einem geschlossenen Film zusammenwachsen und über eine entsprechend hohe Grenzflächenrauhigkeit verfügen. Als dritter Typ tritt das Stranski-Krastonow-Wachstum auf. Dabei bildet sich zunächst eine dünnne zweidimensionale Benetzungsschicht aus, auf der dann

bei weiterer Schichtabscheidung dreidimensionale Inseln entstehen. Die Inseln wachsen dabei in ähnlicher Größe und in relativ regelmäßigen Abständen. Man spricht von selbstorganisierter Strukturbildung, die zur Herstellung von Quantenpunkten genutzt wird. Stranski-Krastonow-Wachstum tritt bei der Abscheidung von stark verspannten Schichten auf, z.B. von InAs auf GaAs. Die Selbstorganisationseffekte werden durch lateral inhomogene Verspannungsfelder verursacht, die sich um einen Quantenpunkt herum ausbilden. Unterhalb eines Quantenpunktes wird das Substrat lateral verzerrt. Dadurch ändern sich das Diffusionsverhalten der Adatome und das chemische Potential von Nukleationsplätzen. Da in den Quantenpunkten das Material seine relaxierte Gitterkonstante annehmen kann, ist die Ausbildung von Quantenpunkten gegenüber der Ausbildung sehr stark verspannter Quantenfilme thermodynamisch begünstigt.

Die Fehlorientierung des Substrates, also der Winkel, um den die Oberflächennormale des Substrates von einer Kristallrichtung hoher Symmetrie[9] abweicht, hat starken Einfluss auf den Wachstumsmodus. Ziel dieser Arbeit war die Abscheidung metastabiler (GaIn)(NAs)-Schichtstrukturen für Laseranwendungen. Es hat sich in Vorversuchen herausgestellt, dass das Parameterfenster zur Herstellung hochwertiger Schichten auf fehlorientierten Substraten kleiner ist als auf exakt orientierten (100)-GaAs-Substraten. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit die Strukturbildung auf fehlorientiertem Substrat nicht näher untersucht.

2.2.0.1 Metastabilität

Neben der Möglichkeit, abrupte Grenzflächen in Heterostrukturen herstellen zu können, bieten die Nicht-Gleichgewichts-Wachstumsverfahren MOVPE und MBE die Möglichkeit, metastabile Materialien abzuscheiden. Es ist mit diesen Verfahren möglich, eine Vielzahl neuartiger Materialien herzustellen.

Der Begriff *metastabil* entstammt ebenso wie die Begriffe *stabil* und *nicht stabil* der Thermodynamik von Mischungen, die aus mehreren Komponenten bestehen. Solche Systeme können aus einer oder mehreren *Phasen* bestehen, die durch Phasengrenzen voneinander separiert sind. Unter einer Phase versteht man einen homogenen makroskopischen Bereich der Mischung, in dem die physikalischen und chemischen Eigenschaften überall gleich sind. Ob eine Mischung definierter Zusammensetzung eine oder mehrere Phasen aufweist, hängt im thermodynamischen Gleichgewicht von der freien Energie des Systems ab. Die Gibbs'sche *Freie Energie* setzt sich aus der *Enthalpie* H, und der *Entropie* S gemäß: $G = H - TS$ zusamen (T =absolute Temperatur). In einem System strebt die Freie Energie im thermodynamischen Gleichgewicht danach, minimal zu sein. In *Abbildung* 2.8 ist schematisch die Freie Energie eines Zweikomponenten-Systems in Abhängigkeit von der Komposition aufgetragen. Der Verlauf der Kurve ist temperaturabhängig. Besitzt eine Mischung die Zusammensetzung $x = x(a)$ oder $x = x(b)$, so ist

[9]In unserem Falle ist das immer [100] gewesen.

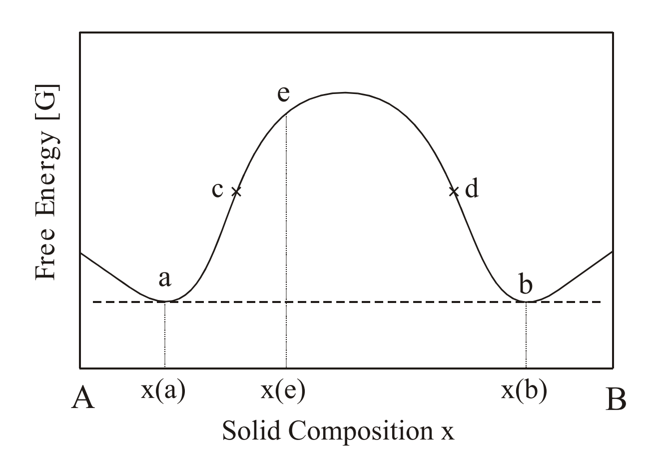


Abbildung 2.8: Darstellung der Gibbs'schen Freien Energie in Abhängigkeit von der Zusammensetzung eines Mischsystems aus den Komponenten A und B.

die Freie Energie des Systems minimal. Das System kann aus einer Phase bestehen und es gibt keine Triebkraft für eine Entmischung (Phasenseparation). Beträgt die Zusammensetzung dagegen z.B. $x(e)$ und liegt zwischen den Wendepunkten c und d der Kurve, so gewinnt das System Freie Energie durch eine spontane Entmischung und durch den Aufbau mehrerer Phasen. Es ist nicht möglich, ein einphasiges, homogenes Mischsystem dieser Zusammensetzung zu erzeugen. Der instabile Bereich zeichnet sich durch eine negative Krümmung der Kurve aus. Sie führt dazu, dass schon eine infinitesimale Aufspaltung der Start-Konzentration $x(e)$ in $x - \Delta x$ und $x + \Delta x$ in Summe zu einer Reduktion der freien Energie führt. Liegt die Zusammensetzung des Systems zwischen den Punkten a und c bzw. zwischen d und b, so handelt es sich um ein metastabiles System. Die Freie Energie des Systems ist nicht minimal. Um das System in den stabilen Zustand überführen zu können, muss jedoch eine Aktivierungsenergie aufgewendet werden. Der metastabile Bereich ist durch eine positive Krümmung der Kurve gekennzeichnet. Eine infinitesimale Entmischung würde zu einer Anhebung der freien Energie führen. Deshalb ist die spontane Phasentrennung unterdrückt und man kann einphasige Mischsysteme unter geeigneten Bedingungen herstellen.

2.3 Das Materialsystem (GaIn)(NAs): Grundlagen

Ziel dieser Arbeit war die Abscheidung und Untersuchung hochwertiger (GaIn)(NAs)-Heterostrukturen auf GaAs-Basis, insbesondere im Hinblick auf 1,3μm-Laseranwendungen. Die Herstellung von Ga(NAs) mit geringen Stickstoffgehalten von unter zwei Prozent sowie die Beobachtung der ungewöhnlichen Erniedrigung der

Bandlücke, die durch die Zugabe von Stickstoff verursacht wird, geht auf Weyers et al. (1992) [12] zurück. Das Materialsystem (GaIn)(NAs) wurde 1996 von Kondow et al. [140] speziell für Laser vorgeschlagen und ist seitdem Gegenstand intensiver Forschung. Bei (GaIn)(NAs) handelt es sich um ein metastabiles Materialsystem, welches sowohl für grundlagenorientierte als auch anwendungsbezogene Untersuchungen ausgesprochen interessant ist. Es lässt sich, je nach Zusammensetzung, sowohl tensil verspannt, gitterangepasst als auch kompressiv verspannt auf GaAs abscheiden. Aufgrund des ungewöhnlich großen Bowingparameters steigt bei (GaIn)(NAs) die Bandlückenenergie nicht im Vergleich zu (GaIn)As, wie dies nach *Abbildung* 2.3 zu erwarten wäre, sondern sie sinkt, was längere Emissionswellenlängen zur Folge hat. Diese attraktive Eigenschaft, kleine Bandlücken bis hinab zu etwa 0,8eV auf GaAs-Substrat realisieren zu können, ist die wesentliche Triebfeder für die Forschungsanstrengungen.

Aufgrund des metastabilen Charakters des Materialsystems, der aus den erheblichen Unterschieden der Atomdurchmesser und Elektronegativitäten der Arsen- und Stickstoffatome bzw. Indium- und Stickstoffatome folgt, ist die Abscheidung hochwertiger Schichten nicht trivial. Im Rahmen dieser Promotion konnte auf die Arbeiten von Höhnsdorf [7], Koch [16] und Schäfer [91] zurückgegriffen werden, die grundlegende Untersuchungen zur Abscheidung von (GaIn)(NAs)-Strukturen und deren physikalischen Eigenschaften durchgeführt haben. Im Folgenden sollen kurz die Wachstumbedingungen und die Wechselbeziehungen der Wachstumsparameter untereinander sowie besondere physikalische Eigenschaften von (GaIn)(NAs) skizziert werden. Für detaillierte Informationen sei auf die genannten Quellen verwiesen. Die beschriebenen Beziehungen gelten für die Kristallabscheidung mittels MOVPE. Manche davon sind spezifisch für das Wachstumsverfahren und gelten nicht für die Abscheidung mittels MBE.

2.3.1 Bestimmung der Zusammensetzung

Will man ein neuartiges Materialsystem untersuchen, so ist die Kenntnis der chemischen Zusammensetzung der Schichten wesentlich. Bei ternären Materialien kann man über Röntgenbeugungsexperimente (siehe Kapitel 3) die Zusammensetzung und die Schichtparameter eindeutig bestimmen, wenn die elastischen Konstanten des Kristalls bekannt sind. Der Einbau des dritten Elementes, z.B. Indium, führt zur Verzerrung der Gitterkonstante in Wachstumsrichtung, welche mittels der HRXRD hochgenau ausgemessen werden kann. Bei quaternären Kristallen bestimmt sich die Gitterfehlanpassung[10] aus der Kombination von zwei zusätzlichen Elementen. Deshalb ist es mit einer Röntgenmessung nicht möglich, beide unbekannten Konzentrationen unabhängig voneinander aus der Gitterfehlanpassung zu bestimmen. Die Art der Atome geht über spezifische Atomformfaktoren in die Intensitätsverteilung von Röntgenbeugungsprofilen ein. Leider sind

[10] Gitterfehlanpassung: $(\Delta a/a) = (a_{layer} - a_{substr})/a_{substr}$.

die Atomformfaktoren von Indium und Stickstoff so beschaffen, dass bei konstanter Gitterfehlanpassung eine Intensitätsveränderung durch In durch N wieder kompensiert wird. Über eine Anpassung der Intensitätsverteilung ist daher keine Aussage über die Konzentration möglich. Vielmehr lassen sich Kristalle gänzlich unterschiedlicher Zusammensetzung herstellen, die über das gleiche Beugungsprofil verfügen.

Als zweite unabhängige Messgröße bietet sich die Emissionswellenlänge des Kristalls an. Die Abhängigkeit der Bandlückenenergie von der Zusammensetzung ist jedoch für das neuartige Materialsystem (GaIn)(NAs) zunächst noch nicht bekannt (im Gegensatz zu z.B. (GaIn)(PAs)), so dass auch damit eine genügend präzise Konzentrationsangabe nicht möglich ist. Als Ausweg wurde die Annahme benutzt, dass der Indium-Einbau, den man aus ternären Testschichten (mit meist niedrigeren In-Gehalten) bestimmen kann, unabhängig von dem Stickstoffeinbau ist. Dadurch setzt man den In-Gehalt als bekannt voraus und kann durch Anpassung der Röntgenbeugungsprofile den Stickstoffgehalt bestimmen. Die Gültigkeit dieser Annahme wurde mittels RBS (*Rutherford-Backscattering Spectrometry*) an ausgewählten Proben für Wachstumsparamter, die im Rahmen dieser Arbeit benutz wurden, nachgewiesen [17], [93].

Die Genauigkeit, mit der man die Konzentration für Indium bzw. Stickstoff angeben kann, ergibt sich damit zu $\pm 2\%$ für den Indiumgehalt und daraus folgend zu $\pm 0,5\%$ für den Stickstoffgehalt. Insbesondere im Hinblick auf typische N-Gehalte von unter 3%, die im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurden, ist die Unsicherheit unbefriedigend und erschwert die Interpretation der experimentellen Ergebnisse. Dazu kommt noch die empfindliche Abhängigkeit des Stickstoff-Einbaus von den Wachstumsparametern, die im Folgenden diskutiert wird. Diese führt bei der Abscheidung von Einfach- bis Dreifach-Quantenfilm-Lasern zu einer zusätzlichen Unsicherheit in der Angabe der Zusammensetzung. Aufgrund der geringen Schichtdicke und der kleinen Periodenzahl in diesen Schichten ergeben sich in den Röntgendiffraktogrammen breite Peaks, aus denen die Parameter nicht genügend genau bestimmt werden können.

2.3.2 Wachstum von (GaIn)(NAs) und N-Einbau

Der Einbau von Stickstoff in GaAs oder in (GaIn)As ist ausgesprochen komplex. Die zahlreichen Wachstumsparameter spannen einen vieldimensionalen Raum auf, in dem die Größen oft gegenseitig voneinander abhängig sind. Die Änderung einer Wachstumsgröße zieht oft die gleichzeitige Änderung von mehreren anderen Größen nach sich.

2.3.2.1 Wachstumstemperatur

Aufgrund der Metastabilität von (Ga(In))(NAs) spielt die Wachstumstemperatur für das Kristallwachstum eine wesentliche Rolle. Da das Wachstum aber mit

einem Nichtgleichgewichtsverfahren durchgeführt wird, beziehen die gefundenen Abhängigkeiten auch kinetische und mechanistische Betrachtungen mit ein.

Variiert man die Wachstumstemperatur, so ändert sich der Haftkoeffizient von Stickstoff auf der Wachstumsoberfläche. Erhöht man die Temperatur, sinkt gemäß einer Arrhenius-Gesetzmäßigkeit der Stickstoffeinbau ($y_N \sim \exp\{E_{akt}/k_B T\}$). Die Aktivierungsenergie für die Stickstoffdesorption beträgt im Falle des Ga(NAs)s etwa 1eV. Die Abhängigkeit des Stickstoffeinbaus von der Temperatur ist zusätzlich eine Funktion des Indiumgehaltes. Der Stickstoff-Haftkoeffizient wird durch Indium reduziert, was sich in einer erhöhten Aktivierungsenergie äußert ($E_{akt} \approx 3eV$ für $x_{In} = 13\%$). Man kann diesen Effekt durch eine geringere Stärke der In-N-Bindung verglichen mit einer Ga-N-Bindung erklären.

Insbesondere für hoch In-haltiges (GaIn)(NAs) folgt aus der exponentiellen Abnahme des N-Einbaus mit wachsender Temperatur die Forderung nach niedrigen Wachstumstemperaturen. Um ein möglichst defektarmes Kristallwachstum zu ermöglichen, benötigt man allerdings ein Mindestmaß an Oberflächendiffusivität und damit nicht zu niedrige Temperaturen. Als Kompromiss wurde eine Wachstumstemperatur von 525°C gewählt, die sich als besonders geeignet herausgestellt hat, um hohe Photolumineszenz-Intensitäten zu erzielen.

2.3.2.2 Wachstumsrate

Nach Höhnsdorf und Koch [7], [93] ist die Desorption des adsorbierten Stickstoffs der limitierende Faktor für den Einbau von Stickstoff in den Kristall. Neben der Temperaturabhängigkeit wird auch die lineare Abhängigkeit des Stickstoffeinbaus von der Wachstumsgeschwindigkeit damit erklärt. Der Stickstoffeinbau als Funktion der Wachstumsrate wird durch Ursprungsgeraden beschrieben, deren Steigung mit zunehmenden Indiumgehalt abnimmt. Für optimale Probenqualität ist auch hier ein Kompromiss zwischen eingebautem Stickstoff und kristalliner Qualität erforderlich. Die Wachstumsraten von 1,3μm-(GaIn)(NAs) wurden zwischen 0,03nm/s und 0,07nm/s eingestellt, weil sich hierfür optimale PL-Intensitäten ergaben. Im Kapitel 5 wird beschrieben, dass die Optimierung von PL-Intensitäten allerdings keine Gewähr für gute Laserdaten darstellt, und dass deshalb diese Form der Optimierung mit Vorbehalt betrachtet werden muss.

2.3.2.3 Weitere Effekte

Für eine fest gewählte Wachstumstemperatur und Wachstumsrate gibt es noch zahlreiche weitere, gegenseitig wechselwirkende Effekte, die den Stickstoffeinbau beeinflussen.

Man kann eine Steigerung des N-Gehaltes im Kristall durch eine Erhöhung des V/V-Verhältnisses oder durch die Absenkung des TBAs/III-Verhältnisses erreichen. Wählt man zur Steigerung der Stickstoffkonzentration die Erhöhung des V/V-Verhältnisses (indem man den UDMHy-Partialdruck erhöht), so sinkt die

Wachstumsrate. Ab einem UDMHy-Partialdruck von 1mbar wird zudem Kohlenstoff als Verunreinigung vermehrt eingebaut [7], [93] und der Indium-Gehalt beeinflusst.

Verwendet man die Reduktion des Arsen-Angebots zur Erhöhung der Stickstoffkonzentration, so ist dies in einem weiten Bereich ein guter Parameter. Unterschreitet man jedoch einen bestimmten TBAs/III-Wert, machen sich kleine Änderungen äußerst stark im Stickstoff-Einbau bemerkbar [93]. Dieser Arbeitsbereich ist ungünstig für die reproduzierbare epitaktische Abscheidung von (GaIn)(NAs)-Strukturen und sollte daher vermieden werden.

Der Stickstoffeinbau in (GaIn)(NAs)-Strukturen hängt neben den bisher besprochenen Wachstumsparametern auch noch vom Indiumgehalt der Schicht ab. Erhöht man bei ansonsten gleichen Wachstumsbedingungen den Indiumgehalt, so sinkt der Stickstoffeinbau exponentiell. Das heißt, dass bereits kleine Änderungen des Indiumpartialdrucks, die bei dieser Feststoffquelle leicht vorkommen können, eine deutlich unterschiedliche chemische Zusammensetzung der Schicht zur Folge haben können.

2.3.2.4 Kritischer Stickstoffgehalt

Der Einbau von Indium und Stickstoff ist durch verschiedene Sachverhalte begrenzt. Unter den gewählten Standard-Wachstumsbedingungen ($T_{gr} = 525°C$, $v_{gr} = 0,055nm/s$) kann eine maximale Gitterfehlanpassung von 4,5% nicht überschritten werden, ohne dass die Schichten relaxieren. Relaxierte Schichten sind aber aufgrund der Ausbildung zahlreicher Defekte für optoelektronische Zwecke ungeeignet. Die kompressive Gitterfehlanpassung, die aus dem Einbau von Indium in GaAs resultiert, wird durch den Einbau von Stickstoff reduziert. Dabei kompensiert 1% Stickstoff etwa 2,74% Indium. Man kann also mit Hilfe des Stickstoffs hohe Indiumgehalte realisieren, ohne die Relaxationsschwelle zu überschreiten. Es ist allerdings nicht möglich, beliebig viel Stickstoff in (GaIn)As einzubauen, da es einen kritischen Stickstoffgehalt gibt. Bis an die Grenze des kritischen Stickstoffgehaltes kann man hochwertige Quantenfilmstrukturen abscheiden. Erhöht man den Stickstoffgehalt an der Grenze dann nur geringfügig, so geht das zweidimensionale Wachstum abrupt über in eine dreidimensionale Strukturbildung, die veränderte XRD-Beugungsprofile und optische Eigenschaften zur Folge hat. Es handelt sich hierbei um einen strukturellen Phasenübergang, dessen Ursache noch nicht vollständig aufgeklärt ist. Der kritische Stickstoffgehalt ist eine Funktion des Indiumgehaltes. Je höher x_{In} desto niedriger ist der maximal erzielbare Stickstoffgehalt.

2.3.2.5 Einbaubereich In-N

In *Abbildung* 2.9 ist der Bereich der hochwertig herstellbaren (GaIn)(NAs)-Strukturen in Abhängigkeit von der Stickstoff- und Indiumkomposition dargestellt. Die

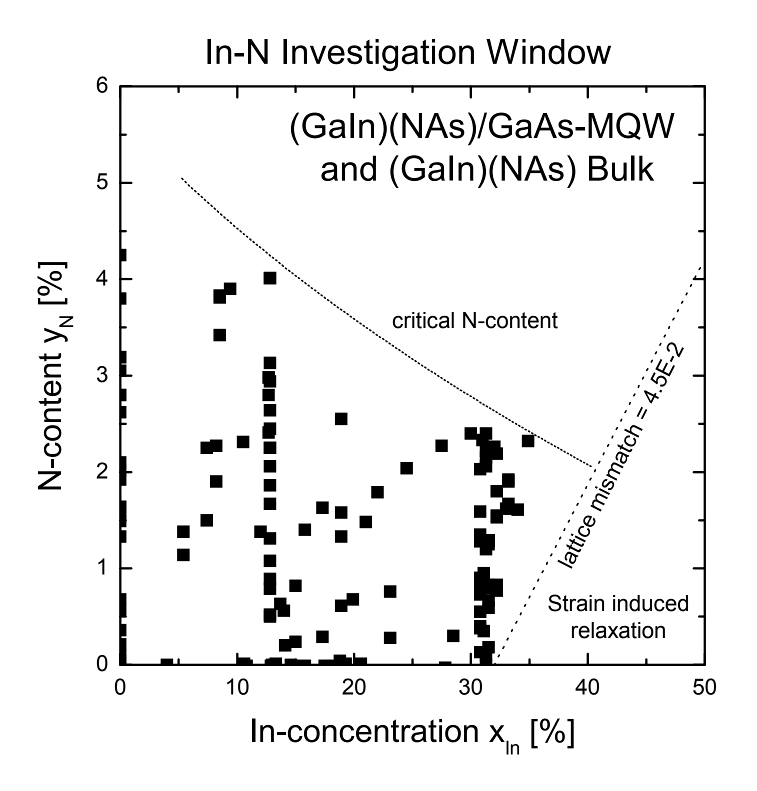


Abbildung 2.9: Darstellung des Indium- und Stickstoff-Kompositionsfensters für hochwertige (GaIn)(NAs)-Quantenfilme. Die Begrenzungslinien resultieren aus dem kritischen Stickstoffgehalt und der maximal möglichen Gitterfehlanpassung.

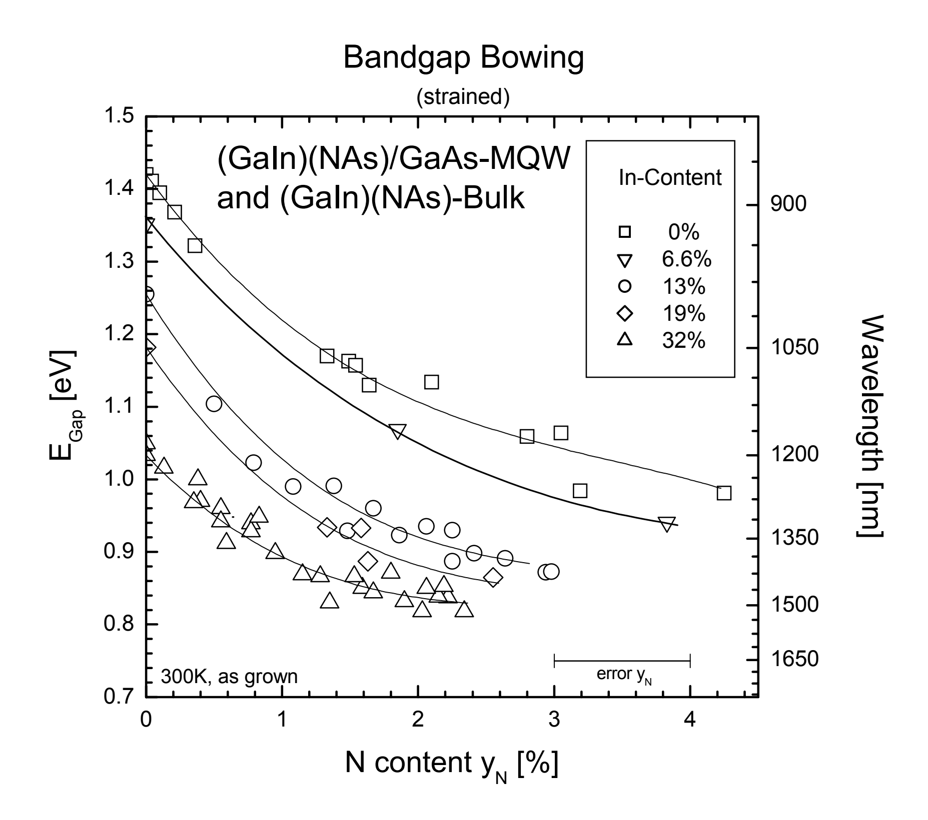


Abbildung 2.10: Zusammenhang der Bandlückenenergie und des Stickstoffgehaltes in (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen. Die Werte gelten für verspannte *as grown*-Proben.

Begrenzungslinien, die defektarmes, elastisch verspanntes Material von relaxiertem Material oder Material jenseits des strukturellen Phasenübergangs trennen, werden durch die maximale Gitterfehlanpassung und durch den kritischen Stickstoffgehalt definiert. Die Schichten dieser Arbeit bewegen sich in diesem Kompositionsfenster, d.h. $x_{In} < 35\%$ und $y_N < 4\%$.

2.3.3 Elektronische Struktur

Die für die Anwendung entscheidende und von physikalischer Seite interessanteste Eigenschaft des Materialsystems (Ga(In))(NAs) ist die neuartige Bandstrukturbildung, die unter anderem zu einer starken Durchbiegung der Bandlücke mit zunehmendem Stickstoffgehalt führt [12], [140]. In *Abbildung* 2.10 ist die Abhängigkeit der Bandlückenenergie von dem Stickstoffgehalt für unterschiedliche Indiumgehalte aufgetragen [7], [93]. Man erkennt, dass mit steigendem Stickstoffgehalt die Bandlücke generell abnimmt. Der *Bowing*-Parameter beträgt etwa

$15eV - 25eV$ und ist damit ungewöhnlich groß verglichen mit ca. $1eV$ in konventionellen Materialsystemen. Allerdings sinkt die Krümmung der *Bowing*-Kurve mit zunehmendem Indiumgehalt, so dass die Herstellung von Schichten, die weit jenseits von 1500nm emittieren, schwierig erscheint. Die Daten in *Abbildung* 2.10 stammen von nicht thermisch ausgeheilten Proben („*as grown*") und gelten für verspanntes Material.

Neben dem positiven Einfluss des Stickstoffeinbaus auf die Verspannung und die Emissionswellenlänge gibt es einen Nachteil, der die breite Nutzung von (GaIn)(NAs) bisher verhindert hat. Mit steigendem Stickstoffeinbau sinkt im Allgemeinen die PL-Intensität der Proben stark, was üblicherweise mit einer erhöhten Defektdichte und mit einer reduzierten Kristallqualität korreliert wird. Man kann allerdings durch eine Optimierung von Wachstumsbedingungen und von Kristallzusammensetzungen Schichten herstellen, die bei gleichen Emissionswellenlängen sehr unterschiedliche PL-Intensitäten oder auch Laser-Schwellstromdichten aufweisen.

Neben dem *Bandgap-bowing* zeigt das Materialsystem noch einige weitere, überraschende Eigenschaften, die es von konventionellen Misch-Halbleitern wesentlich unterscheidet. Als Beispiel seien einige Eigenschaften genannt, die für Laser-Bauelemente bedeutsam sind.

Die effektive Elektronenmasse in (Ga(In))(NAs) ist von der Komposition abhängig und insgesamt ungewöhnlich groß ($0,1 - 0,4m_0$, [46], [18]). Im Gegensatz zu üblichen III-V-Halbleitern, bei denen mit sinkender Bandlücke die Elektronenmasse sinkt, steigt in (Ga(In))(NAs) die Masse mit zunehmendem Stickstoffgehalt, also abnehmender Bandlücke. Die erhöhte Masse ermöglicht eine gleichmäßigere Verschiebung der Quasiferminiveaus, was zu einem verbesserten differentiellen Gewinn führen sollte.

Weiterhin zeigt das Materialsystem eine ungewöhnlich kleine Reduktion der Bandlücke mit zunehmender Temperatur, was sich positiv auf den Arbeitsbereich von oberflächenemittierenden Lasern auswirkt [153], [21].

Zur Erklärung der beschriebenen Phänomene gibt es verschiedene Ansätze [19], [20], [6], [92] von denen das einfache Modell von Shan und O'Reilly kurz angesprochen werden soll. Danach bildet Stickstoff ein resonantes Defektniveau, das oberhalb der Leitungsbandkante in (Ga(In))As liegt. Durch die Wechselwirkung des Stickstoffniveaus mit dem Leitungsband kommt es zur Ausbildung zweier neuer Energieniveaus, E_+ und E_- (*anticrossing*), von denen das E_--Band unterhalb der Leitungsbandkante des Wirtskristalls liegt. Das Valenzband bleibt weitgehend unbeeinflusst. In *Abbildung* 2.11 ist der Bandverlauf skizziert. Man erkennt, dass die Ausbildung des E_--Bandes außer einer reduzierten Bandlücke eine verkleinerte Band-Krümmung im Γ-Punkt und damit eine vergrößerte Masse zur Folge hat. Zusätzlich ist das Band nicht mehr parabolisch, was evtl. eine wichtige Auswirkung auf *Auger*-Prozesse hat. Beim Auger-Prozess handelt es sich um einen nichtstrahlenden Rekombinationspfad, der einen wichtigen Verlustprozess in langwelligen Laserdioden darstellt und bei dem auch der Bandverlauf entfernt

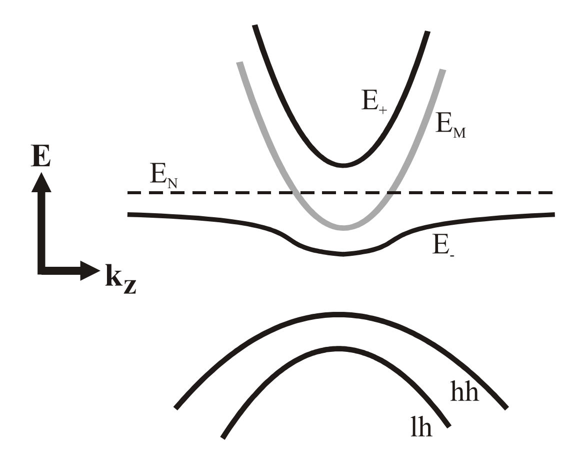


Abbildung 2.11: Modellvorstellung der Leitungsbandmodifikation durch resonante Stickstoffniveaus in (Ga(In))As nach Shan et al. [19].

von der Bandlücke eine Rolle spielt.

Eine weitere ungewöhnliche Eigenschaft des quaternären Materials ist die Blauverschiebung der Lumineszenz durch Ausheizen (*annealing*). Beim Annealing wird die Probe von der niedrigen Wachstumstemperatur 525°C auf bis zu 700°C erwärmt und für einige Minuten bei der hohen Temperatur gehalten. Die Blauverschiebung tritt nur bei quaternären Verbindungen auf, die gleichzeitig Stickstoff und Indium enthalten. Der Grad der Lumineszenzverschiebung hängt von der Zusammensetzung des Kristalls und von den Annealing-Bedingungen ab und kann bis zu 80meV betragen. Eine detaillierte Untersuchung und Modellvorstellung der Annealing-Effekte findet sich in [91], [93], [92]. Zusätzlich bewirkt das Ausheizen eine zum Teil drastische Erhöhung der PL-Intensität, die sich über das Ausheilen von Punktdefekten erklären lässt. Da bei der Abscheidung von Laserschichten das aktive Material prinzipiell ausgeheizt wird, muss die Blauverschiebung bei der Kalkulation der Zielwellenlänge mit einbezogen werden.

Eine erstaunliche Besonderheit der beschriebenen, ungewöhnlichen Eigenschaften von (GaIn)(NAs) ist, dass die starke Beeinflussung der elektronischen Struktur schon durch geringe N-Gehalte von unter einem Prozent hervorgerufen wird. Dies resultiert aus den großen Unterschieden der Atomgrößen und Elektronegativitäten von Arsen- und Stickstoffatomen [152]. Stickstoff bildet stark lokalisierte Zentren im Wirtskristall und verzerrt das Kristallgitter. Neben der dadurch hervorgerufenen Symmetriebrechung, die die elektronischen Eigenschaften des Kristalls prägt, hat der verzerrende Charakter auch wesentlichen Einfluss auf die Strukturbildung des metastabilen Materials. Die Untersuchung der Strukturbildung ermöglicht ein besseres Verständnis der neuartigen Materialeigenschaften

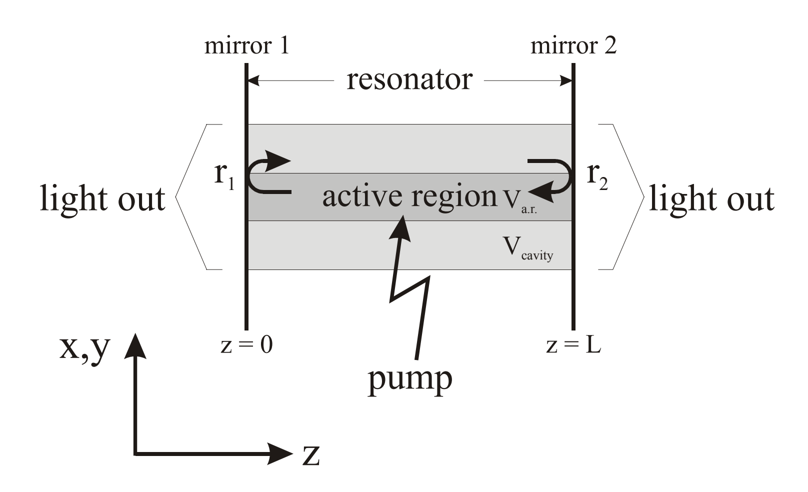


Abbildung 2.12: Grundbestandteile eines Lasers.

und war deshalb einer der Schwerpunkte dieser Arbeit.

2.4 Laser-Grundlagen

Um einen Laser zu verwirklichen, benötigt man zwei wesentliche Grundbestandteile (siehe *Abbildung* 2.12). Zum ersten ist dies ein *aktives Material*, dass in der Lage ist, Licht kohärent[11] zu verstärken. Zweitens benötigt man einen *optischen Resonator*, der eine positive Rückkopplung des Lichtfeldes ermöglicht. Ist das aktive Material durch Zufuhr von Energie („*Pumpen*") in einen Zustand gebracht, in dem es Licht beim Durchlauf ausreichend verstärken kann, kann ein zufällig in eine Resonatormode emittiertes Photon den Laser-Prozess anstoßen. Dabei nimmt die Anzahl der Photonen beim Durchlauf durch das aktive Material durch stimulierte Emission zu. An dem Resonatorspiegel wird ein Teil der Photonen ausgekoppelt und steht als kohärenter Laserstrahl zur Verfügung. Der reflektierte Teil durchläuft erneut das aktive Material, wird verstärkt und bildet durch Reflektion an dem zweiten Spiegel ein optisches Stehwellenfeld. Dieses Feld verursacht die Emission von weiteren kohärenten Photonen. Im stationären Fall gibt es ein Gleichgewicht zwischen Energiezufuhr durch Pumpen und Energieverlust durch Licht-Auskopplung, Reabsorption und thermische Verluste. Um die Funktionsweise eines Halbleiterlasers verstehen zu können, muss man das optische Teilsystem, das elektronische Teilsystem und deren Kopplung betrachten.

[11] Kohärenz bedeutet die Interferenzfähigkeit von Wellenfeldern. Die Kohärenzlänge bzw. Kohärenzzeit gibt an, wie weit, bzw. lange es eine feste Phasenbeziehung zwischen den Teilwellen gibt. Für die Intensitäten folgt der wichtige Unterschied: $I_{coh}(\vec{r},t) = \frac{c\varepsilon_0}{2}|\mathfrak{E}_1(\vec{r},t) + \mathfrak{E}_2(\vec{r},t)|^2 \neq I_{incoh}(\vec{r},t) = \frac{c\varepsilon_0}{2}(|\mathfrak{E}_1|^2 + |\mathfrak{E}_2|^2) = I_1 + I_2$, [2]. Kohärente Verstärkung heißt, dass sowohl die Frequenz, als auch die Richtung und Phase der erzeugten Photonen gleich dem verursachenden Photon sind.

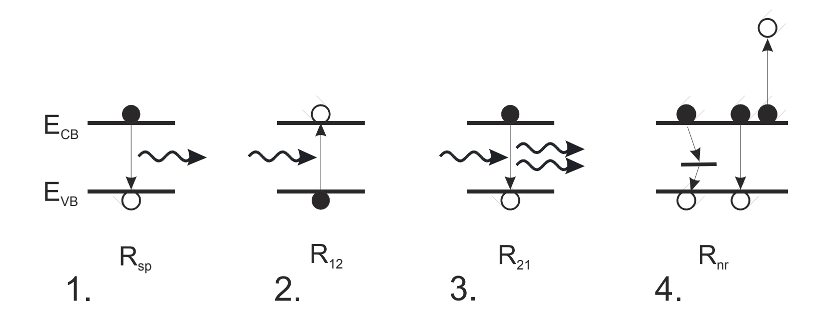


Abbildung 2.13: Elektronische und optische Anregungs- bzw. Rekombinationsvorgänge in einem Zwei-Niveau-System.

Im Folgenden wird zunächst auf das Material eingegangen, dass in der Lage sein muss, Licht beim Durchgang zu verstärken, also „*Gewinn*“ bzw. „*Gain*“ zu erzeugen. Der Gewinn g ist dabei definiert als das proportionale Wachstum der Photonendichte (in eine bestimmte Richtung bzw. Mode) pro Einheitslänge:

$$g := \frac{1}{N_{Phot}} \cdot \frac{dN_{Phot}}{dz}, \qquad N_{Phot} = \text{Anzahl der Photonen proVolumeneinheit.}$$

Der Gewinn ist eine materialspezifische Größe, die von der Wellenlänge und der Ladungsträgerinjektion abhängt. In diesem Abschnitt soll die Wechselwirkung von Licht mit einem elektronischen (Gain-) System näher betrachtet werden. Als vereinfachtes Modell kommt dabei ein Zwei-Niveau-System zum Einsatz, das sich relativ einfach auf die Verhältnisse im direkten Halbleiter erweitern lässt[12] [4].

Wie in *Abbildung* 2.13 dargestellt ist, kann man vier grundlegende elektronische Rekombinations- und Generations-Vorgänge unterscheiden. Im ersten Teilbild ist die *spontane Rekombination* eines Elektron-Loch-Paares dargestellt, bei der ein Photon der Energie $hv = E_C - E_V =: E_{12} = E_{21}$ emittiert wird. Die spontane Rekombination ist ein zufälliger Prozess, der nicht durch ein äußeres Lichtfeld beeinflusst wird. Wenn viele spontane Übergänge stattfinden, so wird inkohärentes Licht emittiert, weil die Emissionszeiten und Emissionsrichtungen der Photonen zufällig verteilt sind. In Leuchtdioden (LED) ist dies der dominante Prozess. Die Anzahl der Übergänge pro Zeit und pro Volumen, wird als Übergangsrate (R_α) bezeichnet. Nach Einstein sind die Raten proportional zu den Ladungsträgerdichten und damit von der Besetzung der Zustände 1 und 2 abhängig. Für die spontane Rekombination $R_{sp,12}$ gilt: $R_{sp} = A_{21} \cdot N_2$, $([N] = 1/Volumen)$.

[12] Wegen der raschen Thermalisierung der Ladungsträger innerhalb der Bänder finden optische Übergänge in der Regel mit Energien statt, die nur unwesentlich größer als die Bandlücke sind, d.h. $hv =: E_{21} \approx E_{gap}$. Man hat also quasi ein Zwei-Niveau-System mit einer bestimmten Energieunsicherheit. Zudem muss man die Anzahl der Zustände durch die Zustandsdichte ersetzen und die Besetzung durch die Fermiverteilung bestimmen. Zu vollständigen Ergebnissen kommt man durch Integration über die relevanten Energiebereiche unter Berücksichtigung von Linienverbreiterungen.

Im zweiten Teilbild ist die (*stimulierte*) *Absorption* eines Photons der Energie $hv \approx E_{21}$ dargestellt, die ein Elektron von Zustand 1 nach Zustand 2 (bzw. ein Elektron-Loch-Paar) anregt. Die Rate R_{12} hängt neben der Ladungsträgerdichte N_1 zusätzlich von der spektralen Strahlungsdichte $W(\nu)$ bzw. von der lokalen elektrischen Feldstärke $|\mathfrak{E}|^2$ ab. Es gilt der Zusammenhang: $R_{12} = B_{12} \cdot W(\nu) \cdot N_1$.

Der dritte Prozess (R_{21}) beschreibt die *stimulierte Emission*. Dabei verursacht ein Photon der Energie $h\nu_{12}$ die strahlende Rekombination eines Elektron-Loch-Paares, wobei ein Photon der Energie $h\nu_{12}$ emittiert wird, das kohärent zum verursachenden Photon ist. Der Vorgang ist analog zu R_{12} mit umgekehrtem Vorzeichen. Die stimulierte Emission ist der wesentliche Prozess der Lichterzeugung in einem Laser. Für die Rate R_{21} gilt: $R_{12} = B_{21} \cdot W(\nu) \cdot N_2$. Die Proportionalitätsfaktoren A_{12}, B_{12}, B_{21} heißen Einsteinkoeffizienten, die über die Beziehungen

$$B_{12} = B_{21} \quad \text{und} \quad A_{21} = \rho_{opt}(\nu_{21}) \cdot h\nu_{21} \cdot B_{21}$$

(ρ_{opt} = Dichte der optischen Moden nahe ν_{12}) verknüpft sind [4].

Im vierten Teilbild sind zwei *nichtstrahlende Übergangsprozesse* gezeigt (R_{nr}). Im ersten Teilbild verläuft die Rekombination von Elektron und Loch über einen tiefen Defekt, d.h. über ein Defektniveau, das etwa in der Mitte der Bandlücke liegt. Solche Zustände können z.B. durch den Einbau von „Verschmutzungen“ wie etwa Sauerstoff gebildet werden oder generell durch nicht optimale Abscheidebedingungen, die Störungen im Kristallgitter zur Folge haben (Punktdefekte, Versetzungen). Auch freie Oberflächen erzeugen tiefe Defekte, was eine wichtige Rolle bei der Prozessierung von Lumineszenzdioden spielt.

Im zweiten Teilbild ist ein *Auger-Prozess* dargestellt. Dabei wird die Übergangsenergie nicht auf ein Photon übertragen, sondern auf ein anderes Elektron, das auf ein entsprechend höheres Niveau angeregt wird. Nichtstrahlende Prozesse sind in jedem Falle ungünstig für den Laserbetrieb und sollten durch eine Verbesserung der Abscheidebedingungen oder durch ein geeignetes *Bandgap-engineering* vermieden werden.

Die bisherigen Betrachtungen der optischen Übergänge gingen von diskreten, scharfen Energieniveaus aus. Im Halbleiter sind die Energieniveaus allerdings weder scharf noch isoliert. Man muss die Ladungsträgerdichten N_1 bzw. N_2 durch das Produkt aus den verfügbaren Zustands*paaren* (*reduzierte Zustandsdichte, joined density of states*) und den Besetzungswahrscheinlichkeiten ersetzen. In die reduzierte Zustandsdichte geht die Zustandsdichte des Valenz- und des Leitungsbandes ein unter der Berücksichtigung, dass nur direkte optische Übergänge ($\Delta k = 0$) möglich sind. Die Besetzungswahrscheinlichkeit besteht aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten, dass der Zustand 1 (bzw. 2) besetzt *und* der zugehörige Zustand 2 (bzw. 1) unbesetzt ist. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Energieniveaus 1 bzw. 2 werden durch die Lage der entsprechenden Quasiferminiveaus E_{FV} und E_{FC} bestimmt:

$$f_1 = \frac{1}{e^{\frac{E_1 - E_{FV}}{kT}} + 1}, \qquad f_2 = \frac{1}{e^{\frac{E_1 - E_{FC}}{kT}} + 1}. \tag{2.2}$$

Damit folgt für die Raten:

$$\begin{aligned} R_{spont,21} &\sim \rho_{red}(E_{12}) \cdot f_2(1-f_1), \quad \text{spontaneEmission}, \\ R_{12} &\sim \rho_{red}(E_{12}) \cdot f_1(1-f_2) \cdot |\mathfrak{E}|^2, \quad \text{stimulierteAbsorption}, \\ R_{21} &\sim \rho_{red}(E_{21}) \cdot f_2(1-f_1) \cdot |\mathfrak{E}|^2, \quad \text{stimulierteEmission}. \end{aligned} \tag{2.3}$$

Aufgrund der Äquivalenz der stimulierten Absorption und der stimulierten Emission sind die Proportionalitätskonstanten für R_{21} und R_{12} gleich[13].

Wird eine Laserdiode jenseits ihrer Schwelle betrieben, so wird der weitaus größte Teil der Lichtemission durch stimulierte Emission erzeugt und man kann in erster Näherung die spontane Emission vernachlässigen. Wesentlich für eine Lichtverstärkung ist dann ein Überwiegen der stimulierten Emission über die stimulierte Absorption, also: $\frac{R_{21}}{R_{12}} \geq 1$.

Mit obigen Formeln 2.3 und $B_{21} = B_{12}$ folgt dann:

$$\frac{R_{21}}{R_{12}} = \frac{f_2(1-f_1)}{f_1(1-f_2)} = \exp\{\frac{(E_{FC}-E_{FV})-E_{21}}{kT}\} \geq 1$$

$$\Rightarrow E_{FC} - E_{FV} \geq E_{12} \quad \text{(1.Laserbedingung)}. \tag{2.4}$$

Das heißt, dass man nur dann Lichtverstärkung im Halbleiter erzielt, wenn die Separation der Quasiferminiveaus größer als die Photonen-Energie $E_{12} = hv$ ist. Da die Energie der Photonen mindestens so groß wie die Bandlücke ist, folgt, dass $E_{FC} - E_{FV} > E_{gap}$ sein muss, um positiven Gewinn (*gain*) zu erhalten. Man spricht dann von *Inversion*, die eine Voraussetzung für den Laserbetrieb ist[14]. Betreibt man eine Diode in Durchlassrichtung, so entspricht grob die angelegte Spannung der Aufspaltung der Quasiferminiveaus. Der Materialgewinn ist über die Verschiebung der Quasiferminiveaus eine Funktion der Ladungsträgerdichte. In einem Laser ist also das optische Teilsystem mit dem elektrischen System über den Gain gekoppelt. Der Zusammenhang kann linear genähert werden: $g \approx a(N-N_{tr})$, wobei $a = \partial g/\partial N$ der differentiellen Gewinn und N_{tr} die Transparenz-Ladungsträgerdichte ist, bei der $f_1 = f_2$ gilt.

Für den Laserbetrieb ist es notwendig, dass der Materialgewinn alle Photonen-Verluste im Bauelement übersteigt. Als Verlustmechanismen für Photonen kommen die Auskopplung von Licht aus dem Resonator (α_m), die Reabsorption von Licht im Resonaotor und die Streuung aus der Lasermode heraus (α_i) in Frage. Als Näherung für die Schwellbedingung im Laser kann man die Bedingung ansehen, dass das Lichtfeld $\mathfrak{E}$ sich nach einem Umlauf im Resonator exakt reproduziert, also (siehe *Abbildung* 2.12): $\mathfrak{E}(z = 2L) = \mathfrak{E}(z = 0)$. Daraus folgt:

$$r_1 r_2 e^{(\Gamma_{xy} g_{th} - \alpha_i)L} = 1,$$

[13] Diese Raten gelten nur für das infinitesimale Energieintervall zwischen E_{12} und $E_{12} + \Delta E$ und müssen über den gesamten Energiebereich integriert werden. Siehe dazu [4].

[14] In diesem Fall gilt: $f_2 > f_1$, nicht jedoch $\rho_C \cdot f_2 > \rho_V \cdot f_1$, ($\rho$ =Zustandsdichte) d.h. nur der relative Abstand der Quasiferminiveaus zählt, nicht die Besetzung.

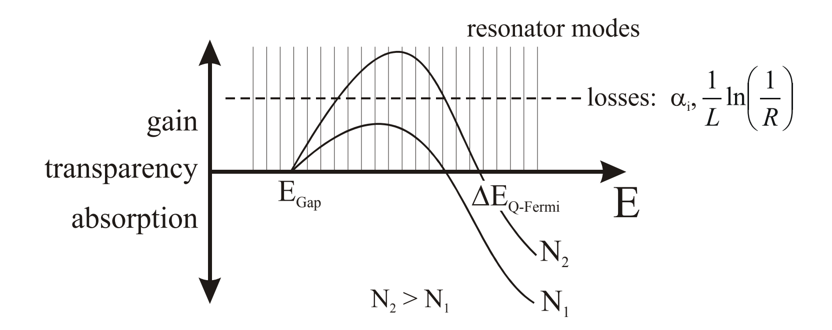


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Gewinn-Kurve in einem (Volumen-)Halbleiterlaser für zwei Ladungsträgerdichten. Angegeben ist die Verlustlinie, die für den Laserbetrieb überwunden werden muss (2. Laserbedingung).

und damit

$$\Gamma_{xy} g_{th} = \alpha_i + \alpha_m \qquad \text{(2.Laserbedingung)} \tag{2.5}$$

$$\text{mit} \qquad \alpha_m := \frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) = \frac{1}{L}\ln(1/R). \tag{2.6}$$

$r_{1,2}$ bezeichnet die Reflektivitäten der Spiegel, g_{th} den Materialgewinn an der Schwelle. Γ ist der optische Confinement-Faktor, der den Überlapp der aktiven Region mit dem optischen Feld beschreibt. Das Volumen des Gain-Gebietes (=aktive Region) im Halbleiterlaser ist im Allgemeinen deutlich kleiner als das Volumen der Cavität, also des Bereiches, in dem die optische Lasermode auftritt. Dies liegt an den stark unterschiedlichen Wellenlängen der Ladungsträger- bzw. Lichtwellen und dem Aufbau der Laserdiode. Im Quantenfilm-Laser beträgt Γ etwa 1%.

In *Abbildung* 2.14 sind die Laser-Bedingungen schematisch dargestellt. Für zwei unterschiedliche Ladungsträgerdichten ist der Gewinn als Funktion der Energie aufgetragen. Die horizontale Verlustlinie setzt sich aus den Resonatorverlusten α_m und α_i zusammen. Erst wenn die Gain-Kurve diese Grenze überschreitet, kann der Laser auf einer Lasermode anschwingen. Der Resonator erzwingt für das Lichtfeld stehende Wellen, so dass nur diskrete Moden auftreten können („Modenkamm"). Es gilt:

$$L = m \cdot \frac{\lambda_{in}}{2} = m \cdot \frac{c_0}{2\nu n}, \tag{2.7}$$

$m \in N$, n =Brechungsindex, c_0 =Vakuum-Lichtgeschwindigkeit.

Nachdem die zwei Laserbedingungen formuliert wurden, soll nun noch der quantitative Zusammenhang der optischen Ausgangsleistung von dem Pumpstrom in einer Laserdiode oberhalb der Schwelle besprochen werden. Dazu betrachtet man die (empirischen) Ratengleichungen für das elektrische bzw. optische Subsy-

stem. Für die zeitliche Änderung der Ladungsträgerdichte in der aktiven Region gilt:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - R_{spont} - R_{nr} - R_{leck} - R_{stim} = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{N}{\tau} - v_g g N_{phot},$$

q = Elementarladung; V = Volumen des aktiven Bereichs, η_i = interne Effizienz = Anteil des Injektionsstroms, der in dem aktiven Bereich rekombiniert, R_i = Rekombinationsraten: spontan, nichtstrahlend, stimuliert und Leckstromrate, τ = Ladungsträgerlebensdauer (ohne eine Verkürzung durch stimulierte Emission), v_g = Gruppengeschwindigkeit des Lichts, N_{phot} = Photonendichte.

Der entsprechende Zusammenhang für die zeitliche Änderung der Photonendichte lautet:

$$\frac{dN_{phot}}{dt} = \Gamma v_g g N_{phot} + \Gamma \beta_{spont} R_{sp} - \frac{N_{phot}}{\tau_{phot}},$$

β_{spont} = spontaner Emissions-Faktor, τ_{phot} = cavity-Lebensdauer.

Die Ladungsträgerdichte und der Gewinn bleiben ab der Schwelle im aktiven Bereich konstant. Dann ergibt sich aus den Ratengleichungen des elektrischen und optischen Subsystems unter der Annahme von stationären Bedingungen und unter Vernachlässigung spontaner Rekombination:

$$P_{opt} = \eta_i \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right) \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}), \quad \text{für} \quad (I > I_{th}). \tag{2.8}$$

Definiert man die „*differentielle Quanteneffizienz*“

$$\eta_d := \frac{\eta_i \alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} = \left(\frac{q}{h\nu} \right) \frac{dP_{opt}}{dI}, (I > I_{th}), \tag{2.9}$$

so ergibt sich für die optische Ausgangsleistung:

$$P_{opt} = \eta_d \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \quad \text{für} \quad (I > I_{th}). \tag{2.10}$$

Für die optische Ausgangsleistung unterhalb der Schwelle lässt sich folgender Zusammenhang herleiten:

$$P_{opt}(I < I_{th}) = \eta_r \eta_d \frac{h\nu}{q} \beta_{spont} I \tag{2.11}$$

mit η_r = strahlende Effizienz, d.h. das Verhältnis der spontanen Rekombinationsrate zu der Gesamtrekombinationsrate (die stimulierte Emission spielt unterhalb der Schwelle noch keine Rolle).

Die optische Kennlinie (P_{opt} vs. I), die aus obigen Gleichungen folgt, ist schematisch in *Abbildung* 2.15 dargestellt. Aus der Messung der LIV-Kennlinie von realen Laserdioden kann man somit die wichtigen Laser-Kenngrößen I_{th} und η_d

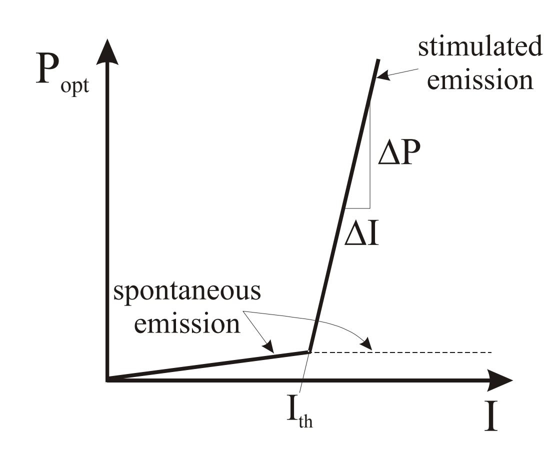


Abbildung 2.15: Ideale Lichtleistungs-Strom-Kennline einer Laserdiode.

gewinnen, und durch die Untersuchung gleichartiger Laser unterschiedlicher Länge kann man die wichtigen Material- und Designgrößen η_i und α_i erhalten. Einige konkrete Beispiele werden in Kapitel 5 besprochen.

Die Transparenz-Ladungsträgerdichte in einer Laserdiode liegt in der Größenordnung von $N_{tr} \approx 10^{18} cm^{-3}$. Solch hohe Dichten sind in der Verarmungszone eines pn-Übergangs aus *einem* Halbleitermaterial („Homojunction“) nur sehr schwer zu erreichen, da die Ladungsträger mit typischen Diffusionslängen von mehr als 500nm sehr effizient aus dem Gain-Gebiet wegdiffundieren. Aus diesem Grunde hatten die ersten Homojunction-Laserdioden extrem hohe Schwellstromdichten und liefen nur bei tiefen Temperaturen (1962, 1961 von Basow vorgeschlagen). Der wesentliche Fortschritt in der Entwicklung von Laserdioden, die bei Raumtemperatur einsetzbar waren, kam durch die Einführung der Doppelheterostruktur (1969). In *Abbildung* 2.16 ist das Bandschema eines Doppelheterostruktur-Lasers im Betrieb (unter Vorwärtsspannung) gezeigt. Im intrinsischen mittleren Bereich werden die Ladungsträger durch die Potentialwälle (in Wachstumsrichtung) effizient eingeschlossen, so dass leicht die notwendige Ladungsträgerdichte erreich werden kann. Die Stromzuführungsschichten können dabei moderat dotiert sein, d.h. die Ferminiveaus müssen in diesen Regionen nicht in den Bändern liegen. Trotzdem ist es durch die kleinere Bandlücke des aktiven Materials möglich, dass zur Erfüllung der ersten Laserbedingung die Separation der Quasiferminiveaus größer als die Bandlücke des aktiven Materials ist.

Neben dem Ladungsträgereinschluss spielt noch das Confinement des Lichtfeldes und des Stromes in der Laserdiode eine wesentliche Rolle. Da Halbleiter mit kleinerer Bandlücke einen größeren Brechungsindex aufweisen als solche mit größerer Bandlücke, ergibt die DH-Struktur von selbst einen Wellenleiter, der das Lichtfeld im Wesentlichen auf die aktive Zone beschränkt. Damit wird im Idealfall lateral monomodige Laseremission möglich[15]. Die Führung der Lasermode

[15]Dazu muss man allerdings auch ein entsprechendes Confinement in der Schichtebene, also

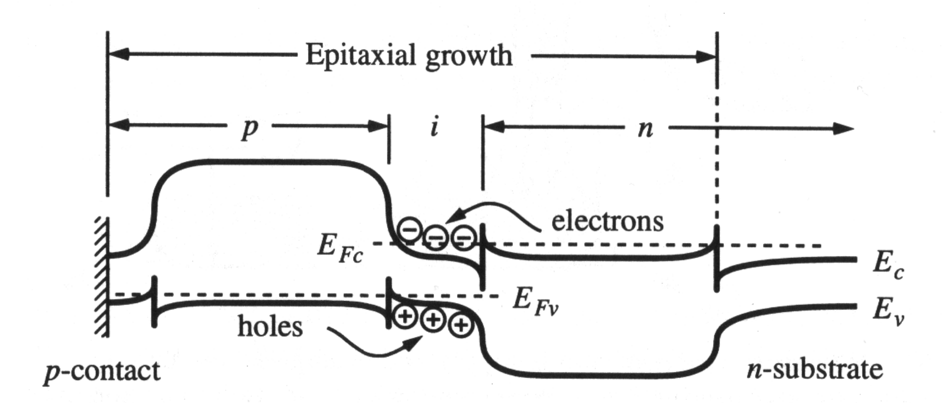


Abbildung 2.16: Band-Diagramm einer Doppel-Heterostruktur-Laser-Diode unter Vorwärtsspannung (aus [4]).

im undotierten aktiven Bereich mit kleinerer Bandlücke hat weiterhin den Vorteil, dass die Mode dort nicht durch freie Ladungsträgerabsorption geschwächt wird oder daneben, im dotierten, nicht gepumpten Stromführungsbereich durch Band-zu-Band-Anregung reabsorbiert wird.

Verringert man die Dicke des aktiven Materials, so erreicht man die Transparenzdichte bei gleicher Injektion früher, was günstig ist. Allerdings verkleinert man den optischen Confinementfaktor, wenn man eine bestimmte, wellenlängenabhängige Dicke unterschreitet. Als besonders günstige Schichtfolge hat sich die Seperate-Confinement-Heterostruktur (SCH) herausgestellt. Das aktive Material ist als dünner Quantenfilm in eine undotierte Wellenleiterschicht eingebettet, die über eine größere Bandlücke verfügt. Diese Wellenleiterschicht ist ihrerseits in ein Material noch größerer Bandlücke eingebettet, das dotiert ist und als Stromzuführungsschicht dient. In dieser Schichtfolge ist der Einschluss der Ladungsträger und des Lichtfeldes getrennt und ideal dimensionierbar.

Die Verwendung von Quantenfilmen als aktive Region hat noch einige weitere Vorteile. QW-Laser haben im Allgemeinen eine geringere Schwellstromdichte, eine höhere Verstärkung und eine geringere Temperaturabhängigkeit als konventionelle DH-Laser [2]. Die Ursache hierfür liegt im Wesentlichen in der veränderten Zustandsdichte des zweidimensionalen Systems. Für eine niedrige Schwellstromdichte sollte die Zustandsdichte bei der Laser-Energie hoch sein, ansonsten klein. Dies wird bei einem zweidimensionalen System besser erfüllt als in einem dreidimensionalen System. Weiterhin kann man Quantenfilme verspannt abscheiden, was sich über die Änderung der effektiven Loch-Massen und die Beeinflussung von Auger-Prozessen ebenfalls günstig auf die Schwellstromdichte auswirkt [97], [4]. Der Nachteil von SCH-Strukturen ist, dass man drei Materialien unterschiedlich

lateral erzeugen. Dies erfordert einen besonderen Probenaufbau.

großer Bandlücke benötigt, die über nahezu die gleiche Gitterkonstante verfügen. Die notwendigen Stufen-Höhen der Heterobarrieren schränken dabei den nutzbaren Wellenlängenbereich ein. Aus diesem Grunde gibt es z.B. keine gelben oder hellroten Laserdioden.

Die Barrierenhöhe des aktiven Materials hat einen wesentlichen Einfluss auf die Temperaturstabilität eines Lasers. Erhöht man die Temperatur von Laserdioden, so verschlechtert sich aus mehreren Gründen die Schwellstromdichte. Eine wesentliche Ursache dafür ist, dass bei endlichen Temperaturen die Fermifunktion 2.1 von einer Stufenfunktion in eine Funktion mit „aufgeweichten Kanten“ übergeht. Dadurch weisen auch Zustände mit Energien oberhalb der Fermienergie eine endliche Besetzungswahrscheinlichkeit auf. Als Faustformel gilt, dass bei einer thermischen Energie von kT die Verteilung um $\pm 2kT$ um die Fermienergie verbreitert ist[16]. Für einen Quantenfilm mit endlicher Barrierenhöhe bedeutet das, dass bei zunehmender Temperatur auch zunehmend Zustände besetzt werden, die oberhalb der Barrierenkante liegen. Solche Ladungsträger können dann einem (von außen angelegten) elektrischen Feld folgen und sind für den Laser-Prozess verloren. Weiterhin erhöht sich mit zunehmender Temperatur die Wahrscheinlichkeit von Auger-Prozessen. Man findet für die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte von Laserdioden den empirischen Zusammenhang:

$$I(T) = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right). \tag{2.12}$$

Der Parameter T_0 ist eine Kenngröße für die Temperaturstabilität eines Lasers, der für die praktische Anwendung ausgesprochen bedeutsam ist. Je größer der Wert ist, desto weniger empfindlich reagiert das Bauelement auf Temperaturänderungen. Typische Quantenfilm-Laserdioden haben je nach Materialsystem und Emissionswellenlänge T_0-Werte zwischen 50K ((InGa)(AsP)/InP) und 290K ((GaAs/(AlGa)As) [25].

Man kann Laserdioden in zwei Typen einteilen: In kantenemittierende und oberflächenemittierende Laser. Am weitesten verbreitet sind die kantenemittierenden Dioden, bei denen das Licht aus einer Spaltkante des Laserchips austritt (siehe *Abbildung* A.1). Solche Laser sind typischerweise 200μm bis 2mm lang und wenige Mikrometer bis 100μm breit. Das Lichtfeld hat in diesen Lasern einen Großen Überlappbereich mit dem Gain-Gebiet, was eine große Verstärkung des Lichtfeldes pro Umlauf zur Folge hat. Deshalb sind die Anforderungen an die Resonatorgüte auch gering, und man kommt mit der Reflektivität von einfachen Halbleiter-Spaltkanten aus ($R = r_1 r_2 \approx 0,33$, siehe Kapitel 5). Die Stromzuführung geschieht über die Ober- und Unterseite des Chips. Kantenemitter sind von Seiten der Epitaxie und der Prozesstechnik relativ einfach herzustellen. Die einfachste Bauform dieses Lasertyps ist der Breitstreifenlaser, der im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde und dessen Prozesstechnik im Anhang A ausführlich vorgestellt wird. Es existieren zahlreiche Varianten von kantenemittierenden Lasern,

[16] $kT \approx 25meV$ bei Zimmertemperatur.

die sich im Wesentlichen in der Art des Confinements, insbesondere des optischen Confinements, unterscheiden. Der wesentliche Nachteil von kantenemittierenden Lasern ist die schlechte Strahlqualität. Sie folgt aus der Beugung des Lichtes an der Austrittsfacette, die unsymmetrisch ist. Das hat ein elliptisches Strahlprofil und einen Astigmatismus zur Folge. Zudem ist aufgrund der Laserabmessungen das Licht lateral und longitudinal vielmodig und neigt bei Breitstreifenlasern zur Filamentierung. Durch verschiedene Konzepte (z.B. lateral: Indexguiding, longitudinal: DFB-Laser) gelingt es, hochqualitatives Licht mit kantenemittierenden Lasern zu erzeugen, was den weiten Einsatzbereich dieser Bauelemente, z.B. in der Glasfasertelekomunikation, erst ermöglicht. Mit kantenemittierenden Lasern kann man sehr hohe Ausgangsleistungen erreichen (mehrere Watt pro Laser). Ordnet man die Bauelemente gut gekühlt in Barren oder Stapeln an, kann man auf kleinem Raum Leistungen bis in den Kilowattbereich [24] erzielen.

Die andere Bauform ist der oberflächenemittierende Laser (Vertical Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL) [23]. Er wurde 1979 von H. Soda und K. Iga vorgeschlagen [29] und 1988 praktisch verwirklicht (Raumtemperatur-cw-Operation) [30]. Bei dieser Bauform emittiert der Laser in Wachstumsrichtung aus der Chip-Oberfläche oder durch das Substrat. Für die Anwendung in der Telekommunikation weisen VCSEL eine Reihe von Vorteilen gegenüber Kantenemittern auf, weshalb sie die favorisierte Bauform darstellen. Der Resonator in einem VCSEL ist sehr kurz und kann lateral über geeignete Prozessschritte weitgehend frei geformt werden. Damit ist es möglich, einen lateral und longitudinal monomodigen Laserstrahl, der über ein zirkulares Strahlprofil geringer Divergenz ohne Astigmatismus verfügt, zu erzeugen. Zur Einkopplung in Glasfasern ist keine aufwendige Korrekturoptik notwendig. Da der Laserchip nicht gebrochen werden muss wie bei einem Kantenemitter, ist die Systemintegration deutlich vereinfacht. Außerdem ist der Bauelement-Test, der in der industriellen Großproduktion einen erheblichen Aufwand und Kostenfaktor darstellt, schon auf der Chip-Ebene an jedem einzelnen Laser möglich. VCSEL sind kleine Bauelemente, von denen einige Tausend auf einem 2“-Wafer prozessiert werden können. Das hat neben Kostengesichtpunkten noch die physikalischen Vorteile, dass man das Bauelement aufgrund seiner niedrigen elektrischen Kapazität sehr schnell elektrisch modulieren kann (>10GHz). Außerdem liegen die typischen Schwellströme in der Größenordnung von einem Milliampere und damit etwa eine Größenordnung unter sehr guten Kantenemittern [124]. Durch die besondere Bauform weisen VCSEL einige Begrenzungen auf. Insbesondere ist die maximale Lichtleistung beschränkt. Das VCSEL-Design und die Bauelement-Verwirklichung mittels Epitaxie und nachfolgender Prozessierung sind anspruchsvolle Herausforderungen, die über das Maß gewöhnlicher Kantenemitter hinausgehen.

In diesen Bauelementen ist der Wechselwirkungsbereich zwischen Lichtfeld und Gain-Volumen extrem klein, weil die Quantenfilme senkrecht durchstrahlt werden. Die aktive Wechselwirkungslänge beträgt nur wenige 10nm, verglichen mit einigen 100μm im Kantenemitter. Dies hat zur Folge, das pro Umlauf der

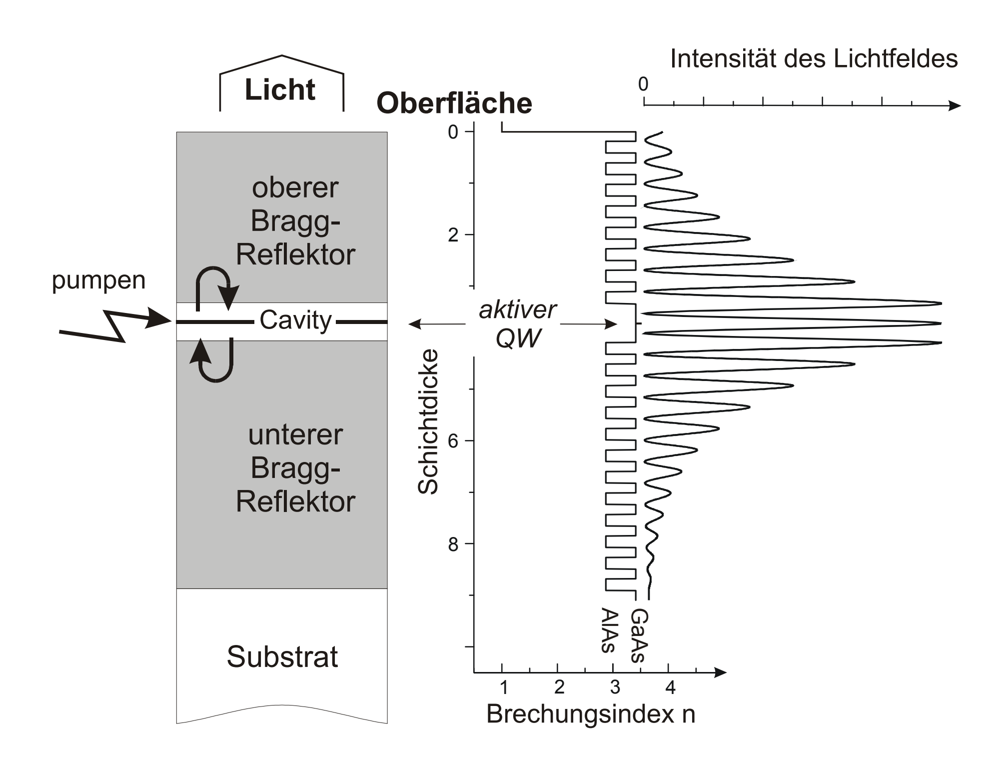


Abbildung 2.17: Darstellung des Arbeitsprinzips eines oberflächenemittierenden Lasers (VCSEL). Der Resonator wird durch Bragg-Spiegel gebildet. Die aktive Region wird senkrecht zur Filmebene durchstrahlt.

Photonen im Resonator weniger als 1% Gewinn erzielt wird [23]. Um trotzdem Lasing zu erreichen, benötigt man Spiegel mit sehr hohen Reflektivitäten von mehr als 99,5% [2]. Gewöhnliche Metallspiegel verfügen nur über Reflektivitäten von <93% [107] und sind daher nicht für VCSEL-Resonatoren geeignet. Man benützt dielektrische Spiegel, die aus zahlreichen alternierenden Schichten mit unterschiedlichem Brechungsindex bestehen. Beträgt die Schichtdicke jeder Teilschicht $\lambda/4$, so kann durch partielle Reflexion an den Grenzflächen und der Interferenz der Teilwellen eine sehr hohe Reflektivität erreicht werden. Ideal ist es, wenn man den gesamten Laser, also den unteren Bragg-Spiegel, die Cavity mit der aktiven Region und den oberen Bragg-Spiegel monolithisch als Heterostruktur abscheidet. Die Schichtdicke kann dann mehr als 10μm betragen, was für die epitaktische Abscheidung ungewöhnlich viel ist. Auf GaAs-Substrat bestehen Bragg-Spiegel aus alternierenden GaAs- und (Al(Ga))As-Schichten, die über einen ausreichend großen Brechungsindexkontrast verfügen. Trotz der nahezu idealen Gitteranpassung dieses Materialsystems können bei den sehr dicken VCSEL-Schichten Morphologie-Probleme durch Verspannung auftauchen, die zusätzlich durch besondere Eigenschaften des aktiven Materials verstärkt oder ausgelöst werden. Eine ausführliche Abhandlung zu diesem Thema findet sich in [153]. In *Abbildung* 2.17 ist das Arbeitsprinzip eines VCSESs und das Licht-

feld innerhalb des Bauelementes dargestellt. Die Resonatorgüte und die Lage der Cavity-Resonanz sind sehr empfindlich abhängig von den korrekten Schichtdicken und der Güte der Grenzflächen. Aus diesem Grunde ist die Abscheidung einer VCSEL-Struktur nicht trivial. Auch die Prozessierung erfordert eine ausgereifte Technologie.

Neben dem optischen und elektrischen Gesichtspunkten spielt das thermische Verhalten eines Lasers eine wichtige Rolle. Zwar ist die innere Effizienz von Laserdioden mit oft mehr als 50% sehr hoch, dennoch werden aufgrund der hohen Ladungsträger- und Leistungsdichten große Wärmemengen in kleinen Volumina freigesetzt. Insbesondere bei VCSELn sind die thermische Stabilität, T_0 und die thermische Leitfähigkeit für das Funktionieren essentiell, da der Strom über hochohmige Spiegel, Intracavity-Kontakte oder Tunneldioden zugeführt werden muss.

Aufgrund der zahlreichen wünschenswerten Eigenschaften von VCSELn gibt es seit längerem das Bestreben, neben den bisher kommerziell verfügbaren GaAs-basierenden 850nm-VCSELn auch für den 1300nm- bzw. 1550nm-Wellenlängenbereich diese Bauelemente herzustellen. Für Telekommunikationsanwendungen werden bisher DBR-Kantenemitter[17] aus dem Materialsystem (GaIn)(PAs)/InP standardgemäß eingesetzt (*Alle* (100%) Telekomunikationslaser werden zur Zeit in diesem Materialsystem gefertigt [1]). Wegen der kleinen Leitungsbanddiskontinuität von $0,4E_G$ sind diese Laser allerdings stark temperaturempfindlich (typische T_0-Werte: 50K-70K) und müssen im Betrieb aufwendig mittels Peltier-Elementen gekühlt werden. Der Brechungsindexkontrast zwischen InP und (GaIn)(PAs) ist außerdem zu klein, um ausreichend reflektierende Bragg-Spiegel herstellen zu können. Zudem ist die elektrische und thermische Leitfähigkeit ungenügend. Aus diesen Gründen gibt es keine monolithischen VCSEL in diesem Materialsystem.

In den letzten Jahren sind unterschiedliche Konzepte untersucht worden, um 1,3μm- bzw. 1,55μm-VCSEL verwirklichen zu können. Im Wesentlichen kann man die Alternativen in zwei Gruppen einteilen:

1. Das aktive Material ist (InGa)(PAs)/InP-basierend. Die Bragg-Spiegel werden alternativ gefertigt und (nicht-epitaktisch) mit der Cavity verbunden (z.B. durch *Wafer-Fusion*).

2. Man setzt die etablierte GaAs-AlAs-Bragg-Spiegel-Technologie ein und sucht ein alternatives aktives Material. Aufgrund der Begrenzung des Indium-Einbaus durch Verspannung, erreicht man mit (GaIn)As-Quantenfilmen nur Wellenlängen bis etwa 1200nm. Durch InAs-Quantenpunkte, GaAsSb/InGaAs-Typ-II-Quantenfilme und durch die in dieser Arbeit untersuchte (GaIn)(NAs)-Quantenfilme kann man auf GaAs-Substrat 1300nm-Emission erreichen.

Aufgrund der interessanten Materialeigenschaften von (GaIn)(NAs), insbesondere wegen der großen Leitungsband-Diskontinuität, ist dieses Materialsystem ein

[17]Distributed Bragg Reflector

besonders vielversprechender Kandidat zur Verwirklichung von ungekühlten, günstigen, GaAs-basierenden VCSELn für Metro-Area-Network-Anwendungen. Um dieses Ziel erreichen zu können, ist das Verständnis der epitaktischen Abscheidung, der strukturellen und der bauelementrelevanten elektrischen und optischen Eigenschaften von großer Bedeutung.

Kapitel 3

Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden experimentelle Methoden beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurden. Aufgrund der zahlreichen Herstellungs- und Untersuchungsverfahren, die zur Klärung unterschiedlicher Fragestellungen verwendet wurden, ist es nicht möglich, alle Methoden detailliert anzusprechen. Daher ist die Darstellung auf die zentralen Methoden der Probenherstellung (MOVPE), der optischen (PL), strukturellen (HRXRD, AFM) und chemischen (AES, SIMS) Charakterisierung beschränkt. Für die anderen Verfahren (z.B. TEM, SEM, optische Mikroskopie, Hall, elektrische Charakterisierung von Bauelementen usw.), die wichtige und notwendige Informationen ergeben haben, sei auf entsprechende Fachliteratur verwiesen.

3.1 MOVPE

Für die Herstellung der Proben, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, sind zwei kommerzielle MOVPE-Anlagen vom Typ Aix200 der Firma Aixtron AG Aachen eingesetzt worden. Die beiden Anlagen sind über eine Handschuh-Box verbunden, die den Probenein- und -ausbau sowie den Probentransfer zwischen den Anlagen unter Reinststickstoffatmosphäre ermöglicht. In *Abbildung* 3.1 ist der Aufbau einer Aix200 skizziert. Das Herzstück ist der Reaktor, in dem das epitaktische Wachstum stattfindet. Der Wafer wird von einem horizontalen, laminaren Gasstrom überstrichen, der die Quellensubstanzen hochverdünnt enthält. Der Reaktordruck lag bei $50 mbar$, der Gesamtfluss bei $6800 sml/min$ [1]. Daraus resultiert eine schnelle Gasgeschwindigkeit von ca. $1 m/s$, die im Zusammenhang mit den schnellen Schaltzeiten der Ventile (ca. $1/10 s$) und den geringen Tot-Volumina im Gasmischkabinett einen schnellen Wechsel der Gaszusammensetzung und damit abrupte Grenzflächen in der abgeschiedenen Heterostruktur ermöglicht. Als Trägergas kam Wasserstoff zum Einsatz, der mittels einer Pd-Diffusionszelle auf

[1] sml: Standard-Milliliter: Gasvolumen bei Standardbedingungen, also bei $p = 1013,25 mbar$ und $T = 273,15 K$.

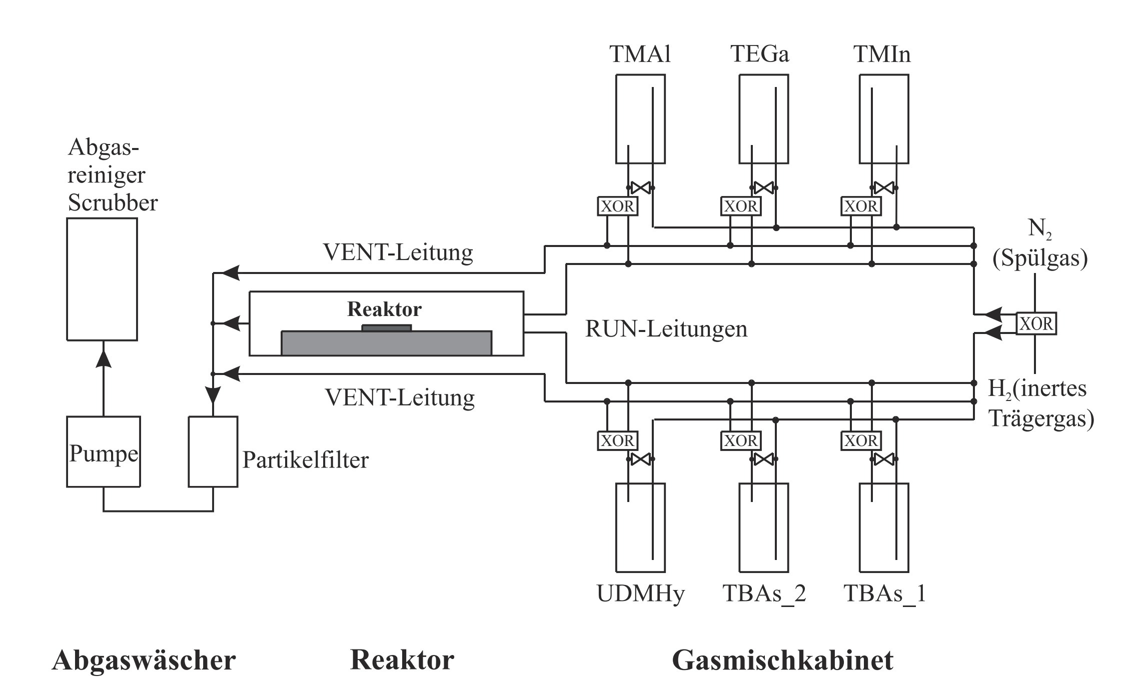


Abbildung 3.1: Prinzipskizze einer MOVPE-Anlage (Typ Aix200, Aixtron Aachen).

$> 99,9999999\%$ (9N) aufgereinigt wurde. Der Wafer liegt auf einem SiC beschichteten Graphit-Suszeptor, der einen Teller enthält, auf dem der Wafer mit ca. ein bis zwei Umdrehungen pro Sekunde dreht. Die Rotation verbessert die Homogenität der abgeschiedenen Schicht. Der Suszeptor (und damit der Wafer) werden mittels sechs IR-Halogenlampen geheizt, wobei die Temperatur auf $\pm 1°C$ geregelt wird. Die Temperaturmessung erfolgt mit einem Thermoelement, das in den Suszeptor eingebettet ist. Nach jedem Suszeptorwechsel wurde das Thermoelement über die Bildung des Al-Si-Eutektikums bei $577°C$ kalibriert, indem man einen mit Aluminium bedampften Silizium-Wafer auf dem Drehteller aufheizt und den Umschlag von glänzend nach matt beobachtet. Als Substratmaterial für die Proben kamen Wafer der Firmen AXT[2] sowie Wafer-Technology zum Einsatz, die mittels des VGF-Verfahrens[3] hergestellt wurden und besonders geringe Versetzungsdichten aufweisen. Sowohl die verwendeten hochdotierten n^+- als auch die semiisolierenden Wafer waren „*epi ready*“ spezifiziert, d.h. zur direkten Verwendung im Epitaxie-Prozess geeignet. Die Substrate, die für Laserschichten eingesetzt wurden, sind jedoch einer chemischen Vorbehandlung unterzogen worden[4], um eine mögliche Fehlerquelle auszuschließen. Vor der epitaktischen Abscheidung

[2] American Xtal Technology.
[3] *Vertical Gradient Freeze*, ein spezielles Kristallzuchtverfahren.
[4] $2min$ GaAs-Ätze ($H_2O_2(30\%) : H_2O$ 1:1, $pH = 7,5$ mit NH_3 eingestellt), in einer Schleuderätzanlage.

von Schichten auf den Substraten werden diese im Reaktor in zwei Schritten vorbehandelt. Im ersten Schritt heizt man sie bei 350°C für 10 Minuten unter Wasserstoff aus, um Verunreinigungen und einen evtl. vorhandenen Wasserfilm zu entfernen. Im zweiten Schritt wird die Temperatur auf 700°C erhöht und fünf Minuten unter TBAs-Stabilisierung die Temperatur gehalten. Dabei desorbiert das passivierende Ga-Oberflächenoxid. Anschließend wird noch eine Pufferschicht von ca. 250nm Dicke abgeschieden, womit die Vorbehandlung abgeschlossen ist.

Die Gaszusammensetzung wird im Gasmischsystem festgelegt. Als Quellen kommen fast ausschließlich flüssige Substanzen zum Einsatz, die sich in Stahlbehältern, so genannten *Bubblern*, befinden. Das Trägergas wird durch die Substanzen „geblubbert", so dass sich dieses mit dem jeweiligen Stoff sättigt. Anschließend wird das Gasgemisch weiter verdünnt und entweder in den Reaktor geleitet (Run-Leitung) oder daran vorbei (Vent-Leitung). Die Bubbler befinden sich in Temperaturbädern, die auf $\pm 0,1°C$ temperiert sind und somit einen definierten Dampfdruck der Substanz ermöglichen. Für die kontrollierte, präzise Abscheidung von Heterostrukturen ist die Stabilität der Flüsse, der Drücke, der Quellentemperaturen und die schnelle, druckstossfreie Umschaltung zwischen den Quellen äußerst wichtig. Um eine möglichst große Stabilität der Partialdrücke zu erreichen, werden die Substanzen während des Prozesses kontinuierlich mit dem Trägergas durchströmt, im Idealfall ohne die Flüsse zu variieren[5].

Der Partialdruck der Quellensubstanzen im Reaktor ist eine wichtige Prozessgröße. Sie legt z.B. die Wachstumsrate oder das V/III-Verhältnis fest. Der Partialdruck einer Quellensubstanz A, $p_p(A)$, errechnet sich aus den Flüssen und Drücken gemäß:

$$p_p(A) = \frac{Q_s}{Q_{tot}} \cdot \frac{p_s(A)}{p_{pc} - p_s(A)} \cdot p_r, \qquad (3.1)$$

mit Q_s = Fluss des Trägergases in den Bubbler hinein, Q_{tot} = Gesamtfluss durch den Reaktor, p_r = Reaktordruck, $p_s(A)$ = Dampfdruck der Quelle, p_{pc} = Druck im Bubbler, der durch einen Druckregler nach dem Auslass eingestellt wird ($p_{pc} > p_s(A)$).

Für die Abscheidung hochwertiger III-V-Halbleiter, die über geringe Hintergrunddotierungen verfügen, sind die Qualität der Quellen und die Reinheit der Anlage von entscheidender Bedeutung. Als Quellen werden folgende Substanzen benutzt:

- Gruppe III: TEGa (Triethylgallium), TMGa (Trimethylgallium), TMAl (Trimethylaluminium), TMIn (Trimethyindium),

- Gruppe V: TBAs (Tertiärbutylarsin), UDMHy (1,1 Dimethylhydrazin) [26], [27], [28], (Hersteller: Mochem, Marburg, heute: Akzo-Nobel)

[5] Im Falle der Stickstoffquelle wurde aus Kostengründen eine Ausnahme gemacht, da sehr hohe Flüsse zum Wachstum benötigt werden.

- Dotierung: n: DitBuSiH (Ditertiärbuthylsilan) [164], DETe (Diethytellur), p: CBr_4 (Tetrabromkohlenstoff)

Alle Quellen außer TMIn und CBr_4 sind flüssig. Die Indium-Quelle (bzw. CBr_4-Quelle) ist ein schneeartiger Feststoff, der durch Sublimation in den gasförmigen Zustand übergeht. Fällt der „Schneeberg“ durch Ausdünnung zusammen, können Probleme mit der reproduzierbaren Sättigung auftreten. Deshalb wurde vor jeder Epitaxie-Serie eine (GaIn)As/GaAs-Testschicht zur Bestimmung des Indium-Einbaukoeffizienten abgeschieden. Der temperatur- und (schwach) wachstumsgeschwindigkeitsabhängige Einbaukoeffizient k_{InGa} bestimmt sich gemäß:

$$\left(\frac{x_{In}}{x_{Ga}}\right)_{solid} = k_{InGa}\left(\frac{x_{In}}{x_{Ga}}\right)_{gas} = k_{InGa}\frac{p_p(In)}{p_p(Ga)}. \qquad (3.2)$$

Die Zusammensetzung im Festkörper kann man bei (GaIn)As/GaAs-Übergittern aus den Röntgenprofilen entnehmen.

Die Quellen TEGa bzw. TBAs zerlegen im Vergleich zu den konventionellen Quellen TMGa bzw. AsH_3 bereits bei tieferen Temperaturen, weshalb sie für die Abscheidung des aktiven Materials bei 525°C eingesetzt werden. Die alternative Arsenquelle TBAs hat zudem den Vorteil, wesentlich ungiftiger zu sein als die Standard-Quelle Arsin. Aufgrund ihrer positiven Eigenschaften und der Verfügbarkeit ausgezeichneter Qualitäten [26] hat sie in unserer Arbeitsgruppe vollständig die Standardquelle Arsin verdrängt.

Als Stickstoffquelle kommt das unsymmetrische Dimethyl-Hydrazin zum Einsatz. Man benötigt eine Quelle, die auch bei tiefen Temperaturen ausreichend zerlegt und die keine Kohlenstoffverschmutzung in den Proben verursacht. Die Standardquelle NH_3 ist bei 900°C erst zu einem Prozent zerlegt und ist daher zur Abscheidung metastabiler Materialien bei tiefen Wachstumstemperaturen nicht geeignet. In einer Studie von C. Agert [32], [31] wurden zahlreiche Stickstoffverbindungen auf ihre Eignung geprüft. Amine haben sich dort aufgrund der starken C-N-Bindung und dem daraus folgenden C-Einbau als ungeeignet herausgestellt. Als Stickstoffquellen werden in der Literatur das handhabbare UDMHy[6] und (selten) NF_3 [162] beschrieben.

Im Gasmischsystem werden die Quellensubstanzen als verdünnte Gasflüsse in den entsprechenden Konzentrationen bereitgestellt. Die Substanzen, die zur Abscheidung momentan gebraucht werden, werden in den Reaktor geleitet, wo sie reagieren und dabei den Kristall sowie die unterschiedlichsten Abfallprodukte bilden. Die momentan nicht benötigten Quellenflüsse werden zur Aufrechterhaltung konstanter Fluss-Bedingungen am Reaktor vorbei geleitet und als Abfall verworfen. Die Gasströme aus dem Reaktor und der Vent-Leitungen enthalten giftige Substanzen, die vor der Entlassung des Abgases in die Umgebungsluft in

[6] Nicht-methyliertes Hydrazin (H_2NNH_2) ist explosiv und für den Epitaxieprozess nicht nutzbar.

Abgaswäschern (*Scrubber*) entfernt werden. Dabei kommt ein zweistufiger nasschemischer Scrubber (Aixtron) bzw. ein Trockenscrubber der Firma CS zum Einsatz.

Die Steuerung der Flüsse und der Ventile, sowie die Regelung der Temperatur und des Reaktordrucks erfolgt durch einen Computer mittels eines „Rezept“-Programms. Damit ist es möglich, auch komplexe Schichtfolgen zu verwirklichen, die mit manueller Anlagensteuerung nicht herstellbar wären. Der gesamte Prozessablauf wird zur Qualitätssicherung und zur Fehlerdiagnose mit dem Computer überwacht und protokolliert.

Ein wesentlicher Gesichtspunkt bei der Epitaxie ist die Sicherheit und Umweltverträglichkeit des Prozesses. Die Quellensubstanzen sind in der Regel giftige und gefährliche Stoffe, die entsprechend sorgfältig gelagert, verwendet und entsorgt werden müssen. Die Raumluft sowie der Abgasstrom werden von einem hochempfindlichen Gaswarnsystem überprüft, dass beim Auftreten einer Kontamination die Anlagen in einen sicheren Zustand überführt, die Bubbler schließt und die Anlagen mit Reinststickstoff spült.

3.2 Strukturelle Untersuchungsmethoden

3.2.1 HRXRD

Die hochauflösenden Röntgenbeugung (High Resolution X-Ray-Diffraction, HRXRD) ist eine Standard-Analysemethode, mit der man die Zusammensetzung von Mischkristallen und bei periodischen Heterostrukturen die Einzelschichtdicken hochpräzise zerstörungsfrei ermitteln kann. Im Zusammenspiel mit der dynamischen Simulation der Beugungskurven ist die vollständige Bestimmung der strukturellen Parameter auch bei komplexen Schichtstrukturen möglich. Die HRXRD ist ein unverzichtbares Werkzeug für den Epitaktiker.

In *Abbildung* 3.2 ist der Aufbau des verwendeten Dreikristalldiffraktometers schematisch dargestellt. Als Röntgenquelle wird eine Kupfer-Feinfokusröhre benutzt, die als intensivste Linie die charakteristische $CuK_{\alpha 1}$−Linie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1.54052\,\text{Å}$ emittiert. Die Strahlung wird erzeugt, indem ein 40kV Elektronenstrahl auf ein Kupfer-Target fokussiert wird. Dabei entsteht neben den charakteristischen Cu-Linien noch die (störende) kontinuierliche Bremsstrahlung. Mit zwei Si-Einkristallen wird die Röntgenstrahlung kollimiert und auf die $CuK_{\alpha 1}$-Linie monochromatisiert. Der dritte Kristall des Diffraktometers ist die zu untersuchende Probe selbst. Bei der Messung wird die Probe sehr präzise (mit Bogensekundengenauigkeit) gedreht und die Intensität der gebeugten Strahlung von einem feststehenden Detektor in Abhängigkeit vom Drehwinkel ϑ registriert.

Trifft eine monochromatische Röntgenwelle auf einen Kristall, wird sie an den periodisch angeordneten Gitteratomen gestreut. Die elastisch gestreuten Teilwel-

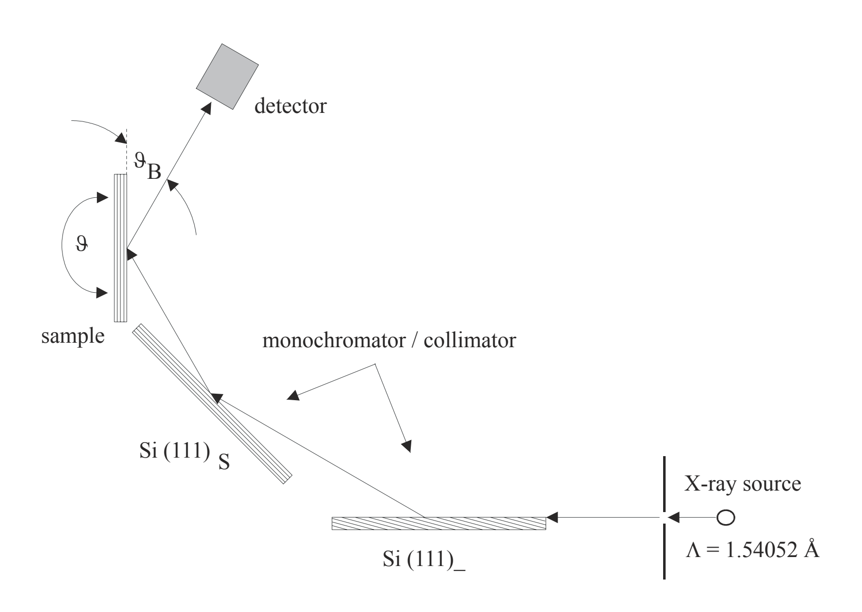


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Röntgen-Diffraktometers.

len überlagern sich und interferieren. Für das Auftreten konstruktiver Interferenz gilt das Bragg-Kriterium:

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin(\vartheta_B), \tag{3.3}$$

n = Beugungsordnung, λ = verwendete Wellenlänge ($CuK_{\alpha 1}$), d = Netzebenenabstand im Kristall, ϑ_B = Braggwinkel, Einfallswinkel bzw. Glanzwinkel (siehe *Abbildung* 3.2).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der intensive (400)-Reflex gemessen, der die Bestimmung des Abstandes der (100)-Gitterebenen in Wachstumsrichtung ermöglicht. Die besondere Präzision der Röntgenmessung resultiert nun aus dem Umstand, dass man die verspannte Gitterkonstante der abgeschiedenen Schicht relativ zu der bekannten Substrat-Gitterkonstanten bestimmt ($a_0(GaAs) = 5,65325\,Å$, $\Rightarrow$ Bragg-Winkel(GaAs, $CuK_{\alpha 1}$) $= \vartheta_B = 33,02°$). Kompressiv verspannte Schichten erzeugen ein Signal bei kleineren Winkeln als das Substrat, tensil verspannte Schichten bei größeren Winkeln. Röntgenstrahlen dringen einige Mikrometer tief in den Kristall ein. Aufgrund der typischen Dickenverhältnisse von abgeschiedener Schicht (ca. 1μm) und Substrat (ca. 500μm), ist im Allgemeinen der Substratpeak dominant und daher leicht zuzuordnen. Für verspannte Epitaxie-Schichten mit geringer Gitterfehlanpassungen gilt [33]:

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^{\perp} = \frac{a^{\perp}_{Epilayer} - a_{Substrat}}{a_{Substrat}} = -\Delta\vartheta \cdot \cot(\vartheta_{B,Substrat}), \tag{3.4}$$

$a^{\perp}_{Epilayer}$ = die Ausdehnung der verspannten Einheitszelle in senkrechter Richtung, $\Delta\vartheta$ = Abstand zwischen Substat- und Epitaxiereflex.

Um aus der verspannten Gitterfehlanpassung die Zusammensetzung eines ternären Mischkristalls bestimmen zu können, benötigt man die Gitterkonstante des unverspannten Materials, die relaxierte Gitterkonstante. Es gilt:

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{relax} = \frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{12}} \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^{\perp}_{verspannt}. \qquad (3.5)$$

C_{11} und C_{12} sind die elastischen Konstanten der Epitaxieschicht, die bekannt sein müssen, bzw. die aus den binären Endgliedern eines ternären Mischkristallsystems linear interpoliert werden.

Aus der unverspannten Gitterkonstanten kann dann durch Anwendung der Vegard'schen Regel die ternäre Zusammensetzung ermittelt werden.

Scheidet man statt Volumenmaterial Vielfachquantenfilme oder Übergitter ab, erzeugt man eine zusätzliche Periodizität im Kristall, die sich im Röntgenbeugungsprofil durch zusätzliche, äquidistante Beugungsreflexe, so genannte Satellitenreflexe, bemerkbar macht. Aus dem konstanten Abstand der Satellitenreflexe kann man die Dicke der Übergitterperiode bestimmen:

$$D_{MQW} = \frac{\lambda}{2\cos(\vartheta_B) \cdot \Delta\vartheta_{Sat}}, \qquad (3.6)$$

$\Delta\vartheta_{Sat}$ = Abstand zwischen zwei benachbarten Satellitenreflexen. Für GaAs($CuK_{\alpha 1}$) gilt ($\Delta\vartheta_{Sat}$ in Sekunden):

$$D_{MQW} = \frac{18949}{\Delta\vartheta_{Sat}['']}.$$

Geht man von verspannten Quantenfilmen und unverspannten Barrieren aus, folgt der wichtige Zusammenhang für die integrierte Gitterfehlanpassung:

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^{\perp}_{MQW} \cdot D_{MQW} = \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^{\perp}_{Well} \cdot d_{Well}. \qquad (3.7)$$

Zur eindeutigen Bestimmung der Einzelschichtdicken und der Zusammensetzung benötigt man noch die mittlere Gitterfehlanpassung des Gesamtschichtpaketes und die Gitterfehlanpassung des Quantenfilms. Beide Informationen sind im Röntgenbeugungsprofil enthalten.

Die mittlere Gitterfehlanpassung der MQW-Struktur kann man nach Gleichung 3.4 aus der Lage des Peaks nullter Ordnung bestimmen. Bei detailreichen Beugungsprofilen ist die Lokalisierung dieses Peaks allerdings nicht immer trivial, bzw. unter Umständen kann er ganz fehlen. Eine experimentelle Methode, diesen Reflex eindeutig zuzuordnen findet sich in [7]. Mittels der dynamischen Simulationen von Röntgenprofilen (siehe weiter unten) ist diese Schwierigkeit bei ungefährer Kenntnis der Wachstumsparameter durch Anpassung der experimentellen Profile eindeutig lösbar.

Die Intensitäten der Satellitenreflexe sind mit einer Einhüllenden moduliert. Aus dem Maximum der Einhüllenden ergibt sich die Verspannung der Quantenfilme nach Gleichung 3.4. Durch Anwendung von Gleichung 3.7 kann dann die Quantenfilmdicke, seine (ternäre) Zusammensetzung und die Barrierendicke bestimmt werden.

Obige Formeln folgen aus der kinematischen Streutheorie, die die Absorption, Extinktion, und Mehrfachbeugung des Röntgenstrahls vernachlässigt. Sie reproduziert die substratnahen Peak-Lagen gut, liefert aber bei größeren Winkelabweichungen, bzw. stärker verspannten Schichten fehlerhafte Werte. Zudem ist sie nicht in der Lage die Peak-Intensitäten und damit die Form der Einhüllenden vorauszusagen. Die quantitative Übereinstimmung der Simulation mit der Messung ist der dynamischen Röntgenbeugungstheorie vorbehalten [34], [35], welche Korrekturen höherer Ordnung mit einbezieht. Damit ist es dann möglich, allein durch Simulation und ohne Annahmen von Wachstumsraten eindeutig die Schichtparameter zu ermitteln. Zur Bestimmung der Eingangsparameter der dynamischen Simulation ist die kinematische Beugungstheorie gut geeignet. Durch iteratives Anpassen der Parameter und wiederholte dynamische Simulation erhält man schließlich die gewünschten Informationen. Dazu benötigt man schneller Rechner, wie sie seit einiger Zeit verfügbar sind. Alle in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurden mit einem Programm durchgeführt, welches uns im Rahmen einer Kooperation mit PASTIS-CNRSM Brindisi von Leander Tapfer zur Verfügung gestellt wurde.

Neben den Schichtparametern kann man aus experimentellen Röntgenbeugungprofilen Informationen über die strukturellen Eigenschaften bzw. die strukturelle Qualität der Probe erhalten. Strukturelle Imperfektionen, wie z.B. laterale Dickenfluktuationen der Schichten, lateral inhomogene Verspannungsfelder in den Quantenfilmen, Punktdefekte oder unterschiedliche „Welligkeit“ der Quantenfilme haben Auswirkungen auf die Röntgenprofile. Die Zuordnung von Peakverbreiterung, Intensitätsminderung oder von einer Untergrundserhöhung zu den physikalischen Ursachen ist allerdings kompliziert und nicht eindeutig. Die dynamische Simulationen solcher Effekte ist Gegenstand aktueller Forschung. Als grobe Hinweise können folgende Zusammenhänge gelten [36]:

- Punktdefekte reduzieren die Peakintensitäten, führen aber zunächst nicht zu einer Verbreiterung der Linien. Bei großer Dichte erhöhen sie den Untergrund in der Nähe des Substratreflexes.

- Dickenfluktuationen der Schichten führen zu einer Amplitudenreduktion und zu einer Verbreiterung der Reflexe bei großen Winkeln, während bei kleinen Winkeln keine Änderung auftritt.

- Lateral inhomogene Verspannungen haben eine Reduktion der Pendellösungsintensität zur Folge (1% Verspannungsfluktuation führt zu einer Si-

gnalreduktion um einen Faktor 4). Sehr starke Verspannungsfelder führen zu einer Verbreiterung aller Peaks.

- Eine Verbreiterung des Substratpeaks deutet auf beginnende Relaxation der Epitaxieschicht hin.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die hochauflösende Röntgenbeugung in Kombination mit der dynamischen Simulation als mächtiges Werkzeug zur Bestimmung der Wachstums- und Schichtparameter eingesetzt. Auch zur qualitativen Einschätzung der strukturellen Schichtqualität ist sie unverzichtbar.

3.2.2 Rasterkraftmikroskopie (AFM)

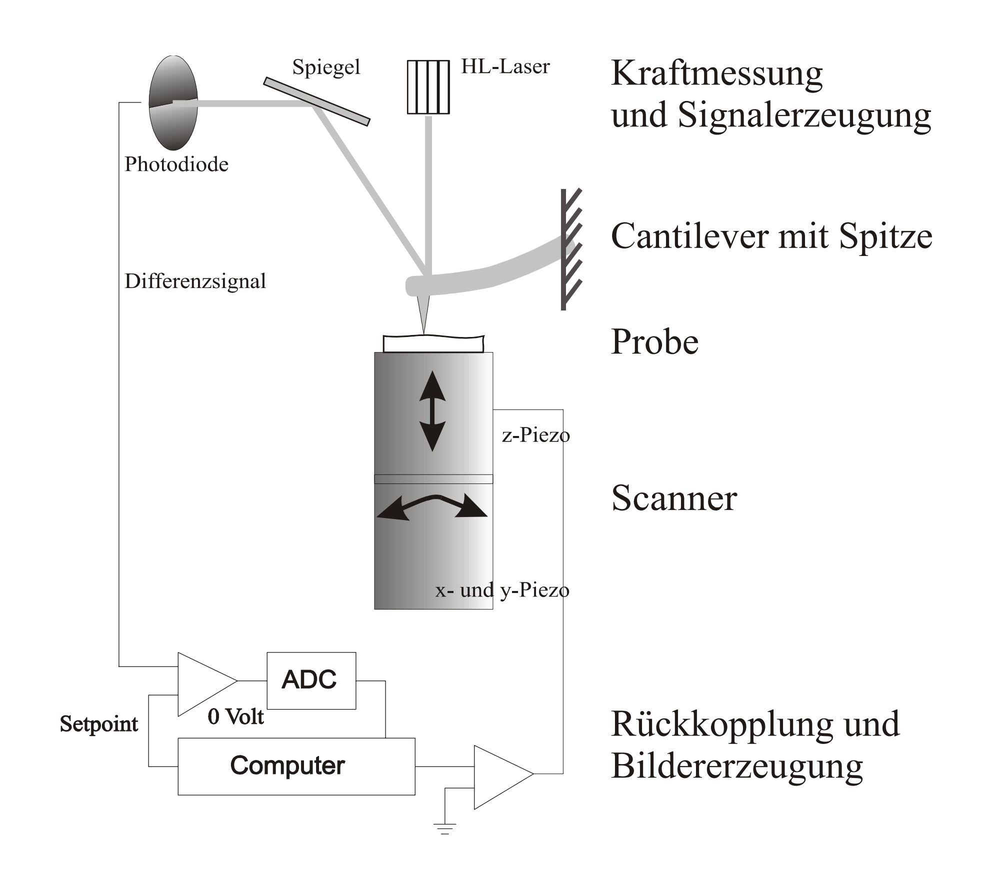
Die Rasterkraftmikroskopie (Atomic Force Microscopy, AFM) ist die wichtigste strukturelle Untersuchungsmethode dieser Arbeit. Sie ermöglicht die dreidimensionale Abbildung von Halbleiteroberflächen auf lateralen Skalen im Mikrometerbereich mit einer subatomaren Höhenauflösung. Im Gegensatz zur hochauflösenden Röntgenbeugung, die integrale Informationen im reziproken Raum von Heterostrukturen ergibt, erhält man mit dem AFM lokale Informationen von Festkörperoberflächen im Ortsraum. Das AFM wurde im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, um die Morphologie von inneren Halbleiter-Grenzflächen zu untersuchen. Dazu wurde ein neuartiges Verfahren entwickelt, mit dem man innere Grenzflächen nasschemisch freilegen und somit dem AFM zugänglich machen kann. Eine ausführliche Beschreibung der Methode folgt in Kapitel 4.

Für die Messungen wurde das Mikroskop Nanoscope IIIa von digital instruments [37] verwendet, dessen Aufbau und Funktionsprinzip in *Abbildung* 3.3 skizziert ist. Das Mikroskop erlaubt die Messung von elektrisch nichtleitenden Proben an Laborluft[7].

Das Rasterkraftmikroskop gehört zur Klasse der Nanosondenverfahren (wie z.B. auch das SEM und das STM), bei denen eine Nanosonde mit dem Untersuchungsobjekt lokal in Wechselwirkung gebracht wird und mittels eines Detektionsverfahrens die Stärke der Wechselwirkung gemessen wird. Die Nanosonde wird zeilenförmig über die Probe geführt („gerastert") und die Messgröße ortsabhängig aufgezeichnet. Beim AFM ist die Nanosonde eine sehr feine (Silizium)-Spitze, die in mechanischen Kontakt zu einer festen Probenoberfläche gebracht wird. Je nach Spitzen-Proben-Abstand können unterschiedliche Wechselwirkungen dominant sein. In der Rasterkraft-Mikroskopie werden (meist) die Van-der-Waals- oder die Coulomb-Wechselwirkung[8] zur Bilderzeugung ausgenutzt. In beiden Fällen wirkt eine abstandsabhängige, kleine Kraft (ca. 10^{-9} N) auf die Spitze, die

[7] Die Messung an Luft oder auch unter Flüssigkeiten erleichtert nicht nur die Probenpräparation und Handhabung, es erweitert auch den Einsatzbereich des AFMs auf biologische Proben, die mit klassischen Vakuum-Messverfahren nicht zu untersuchen sind.

[8] Van-der-Waals-Kraft: schwache, sehr kurzreichweitige, anziehende Kraft, die auf temporär induzierten Dipol-Dipol-Weschselwirkungen beruht. Coulomb-Kraft: starke, kurzreichweitige,



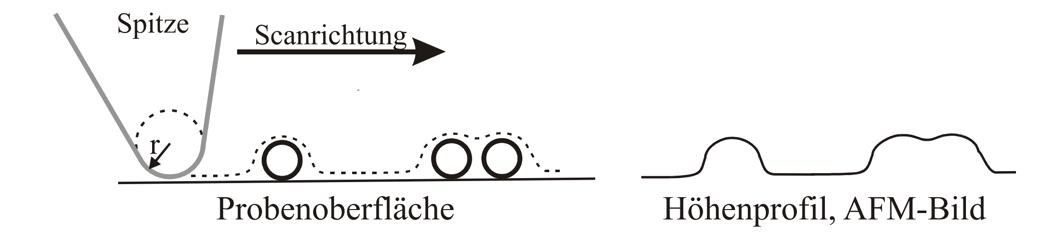


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Rasterkraftmikroskops.

optisch über die Verbiegung einer Blattfeder gemessen wird. Die pyramidenförmige Spitze ist am freien Ende einer Blattfeder angebracht, die sich, gemäß des Hook'schen Gesetzes, proportional zur wirkenden Kraft durchbiegt. Die Durchbiegung wird mittels eines Laserstrahls registriert. Das leicht messbare optische Signal ist damit ein Maß für die Kraft zwischen Probe und Spitze. Beim Nanoskop IIIa wird die Probe auf einen zylinderförmigen xyz-Piezo-Scanner aufgesetzt, der die Probe unter der ortfesten Spitze mit einer Genauigkeit im Angstom-Bereich positioniert. Beim Rastern in xy-Richtung wird der Abstand zwischen Spitze und Probe über einen Rückkopplungsmechanismus konstant gehalten. Dazu wird die z-Position der Probe dynamisch mit dem Scanner angepasst. Aus den Informationen der z-Korrektur und der xy-Position wird dann das dreidimensionale Abbild der Oberflächenmorphologie erstellt.

Man kann mit zwei unterschiedlichen Messmodi arbeiten: Im *Contact-Mode* steht die Spitze in direktem Kontakt zur Probenoberfläche, was zur oben beschriebenen Durchbiegung des Cantilevers führt. Beim Rastern übt die Spitze allerdings Scherkräfte auf die Probe aus, was insbesondere bei weichen Materialien (z.B. biologischen Proben) zu Problemen führen kann. Zudem kann die Messung durch Adhäsionskräfte beeinträchtigt werden, die durch einen Wasserfilm hervorgerufen werden, der bei Messungen an Laborluft immer die Spitze und die Probe überzieht.

Beide Nachteile werden durch den *Tapping-Mode* minimiert, der für alle Messungen dieser Arbeit eingesetzt wurde. Beim Tapping-Mode wird die Spitze durch einen zusätzlichen Piezo-Kristall resonant (in z-Richtung) zum Schwingen gebracht. Nähert man die Probe der Spitze an, so wird die Schwingungs-Amplitude abstandsabhängig gedämpft. Zum einen verschiebt sich die Resonanzfrequenz durch das Auftreten der anziehenden Van-der-Waals-Kräfte (die Anregungsfrequenz wird konstant gehalten) und zum anderen wird die Amplitude durch den Kontakt mit der Probenoberfläche eingeschränkt [38]. Der Abstand der Spitze zur Probe wird in diesem Messmodus über die Einstellung der Schwingungs-Amplitude geregelt.

Als Messsonden werden kommerzielle Silizium-Spitzen von digital instruments (Typ TESP) verwendet, die in einem aufwendigen Lithographie- und Ätzverfahren aus einkristallinen Silizium-Wafern hergestellt werden. Die pyramidenförmige Spitze ist einige Mikrometer hoch und sitzt am Ende eines etwa 100μm langen Cantilevers, der seinerseits an einer mehrere Millimeter großen Halterung angebracht ist. Das gesamte Bauteil ist aus einem Stück gefertigt. Der Spitzenradius der Sonde ist vom Hersteller mit 10nm bis 15nm spezifiziert und definiert das laterale Auflösungsvermögen des Mikroskops. Die Höhenauflösung des AFMs beträgt etwa ein Angstrom. Der Untersuchungsbereich wird von dem verwendeten Scanner bestimmt und beträgt lateral maximal 120μm und vertikal bis zu 4μm.

abstoßende Kraft, die auf der Coulomb-Wechselwirkung der Elektronenhüllen der Spitzen- und der Probenatome beruht [37].

Das AFM-Meßergebnis entsteht aus einer Faltung der Spitzen-Geometrie mit der Grenzflächenstruktur (siehe *Abbildung* 3.3 Teil 2). Daraus folgt, dass Strukturen mit großem Höhen-zu-Breiten-Verhältniss an den Kanten Artefakte aufweisen können. Es ist z.B. nicht möglich, unterschnittenen Strukturen abzubilden oder Kantenwinkel darzustellen, die steiler als ca. 60° sind. Bei den meist glatten Halbleitergrenzflächen, die über typische Stufenhöhen von einigen Monolagen bei lateralen Abmessungen von vielen Nanometern verfügen, stellt diese Fehlermöglichkeit keine Einschränkung dar. Dagegen werden Scannerfehler bedeutsam. Die Probe wird in xy-Richtung durch die Biegung des Scannerrohres bewegt. Dadurch läuft die Probe nicht auf einer ebenen Fläche, sondern auf einer gekrümmten. Glatte Monolagenflächen weisen in der Abbildung eine Biegung auf, die nachträglich durch eine zweidimensionale polynomische Funktion bis zur dritten Ordnung korrigiert wird (*flatten*). Wie an einigen weiter hinten gezeigten AFM-Aufnahmen zu erkennen ist, gelingt diese Korrektur nicht immer perfekt[9]. Die Scannerfehler erschweren die Interpretation und quantitative Auswertung von AFM-Bildern.

Mit einem AFM ist prinzipiell nur die Untersuchung von festen *Oberflächen* möglich, die im Vakuum, in Luft oder in einer Flüssigkeit vorliegen. *Innere Grenzflächen*, die in einem Festkörper vergraben sind, sind dem AFM nicht ohne weiteres zugänglich. Aus diesem Grunde wurde das AFM bisher nur für die Untersuchung von abgekühlten Halbleiteroberflächen genutzt. Physikalisch bedeutsame Effekte, insbesondere dynamische Strukturbildungsvorgänge auf inneren Halbleitergrenzflächen, bleiben auf Oberflächen jedoch prinzipiell verborgen. Die in Kapitel 4 vorgestellte Ätzmethode erweitert in einigen bedeutenden III-V-Halbleiter-Materialsystemen den Einsatzbereich des AFMs auf innere Grenzflächen und eröffnet damit ein weites, neues Untersuchungsfeld, das mit keiner alternativen Meßmethode zugänglich ist.

3.3 Optische Untersuchungsmethoden: Photolumineszenz (PL), Elektrolumineszenz (EL)

Die wesentliche Motivation, sich mit dem Materialsystem (GaIn)(NAs) zu beschäftigen, ist das einzigartige Verhalten seiner optoelektronischen Eigenschaften. Um das Material schnell und (experimentell) einfach zu charakterisieren, wurde an den abgeschiedenen Proben Raumtemperatur-Photolumineszenzspektroskopie (PL) durchgeführt. Detaillierte Studien der optischen Eigenschaften finden sich in [7], [93], [91]. Das physikalische Prinzip der Photolumineszenz ist in *Abbildung* 2.2 (rechtes Teilbild) stark vereinfacht dargestellt. Erzeugt man in einem Halbleiter Elektron-Loch-Paare, deren Energie weit oberhalb der Bandlückenenergie liegen,

[9] Insbesondere wenn der Bildausschnitt verhältnismäßig groß zum maximalen Arbeitsbereich des Scanners ist, tritt eine artifizielle Wellenstruktur auf den Bildern auf.

Abbildung 3.4: Aufbau des Photolumineszenz-Meßplatzes

so thermalisieren diese in die Bandminima, von wo aus sie strahlend rekombinieren können. Die erzeugte Strahlung nennt man Lumineszenz, deren Energie ein Maß für den energetisch niedrigsten Übergang ist. Das Vorhandensein von nichtstrahlenden Rekombinationspfaden beeinflusst die PL-Intensität negativ, so dass man diese Größe zur Beurteilung der Probenqualität heran ziehen kann[10].

Die Anregung von Ladungsträgern im Halbleiter kann auf unterschiedliche Art erfolgen. Bei der Photolumineszenz werden die (heißen) Ladungsträger durch die Absorption von hochenergetischem Licht erzeugt. Bei der Elektrolumineszenz (EL) injiziert man die Ladungsträger über einen pn-Übergang. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit genutzten optischen Aufbau wurden sowohl PL als auch EL vermessen. Der Aufbau ist in *Abbildung* 3.4 skizziert. Als Anregungslichtquelle dient ein im Dauerstrich-Modus (cw) betriebener Argonionen-Laser (Coherent Innova 100), der mit dem genutzten Visible-Multiline-Spiegelsatz im grünen Spektralbereich emittiert. Durch einen nachgeschalteten Prismenmonochromator wird die intensivste grüne Argon-Linie bei $\lambda = 514,5nm$ ($E = 2,41eV$) zur Probenanregung ausgewählt. Die Intensität des Laserstrahls kann über die Einstellung der Laser-Ausgangsleistung und durch variable Abschwächer geregelt und mittels eines Powermeters gemessen werden. Die Proben werden fokussiert angeregt, wobei ein Anregungsfleck von ca. 100μm Durchmesser entsteht. Die Proben befinden

[10] Eine starke PL-Intensität kann man allerdings auch durch eine entsprechende Dotierung hervorrufen. In diesem Falle ist eine hohe Intensität dann allerdings kein Zeichen guter Probenqualität, sondern im Gegenteil.

sich in einem He-Durchflusskryostaten, der die temperaturabhängige Vermessung zwischen 4K und 400K ermöglicht. Zur elektrischen Anregung von Proben verfügt der Kryostat über mehrere elektrische BNC-Durchführungen. Da die Verkabelung innerhalb des Kryostaten jedoch nicht koaxial oder verdrillt ausgeführt ist, bereitet die Einspeisung hochfrequenter Hochleistungspulse Probleme. Als Konstant-Strom- bzw. Spannungsquelle steht das Keithley Source and Measure Unit 236 sowie die neu beschaffte Hochleitstungspulsquelle ÜR-19-05 zur Verfügung. Die von der Probe emittierte, divergente Lumineszenzstrahlung wird mittels zweier Linsen auf den Eintrittsspalt eines 1m Czerny-Turner-Monochromators (THR 1000M, Jobin Yvon) abgebildet. Für die spektrale Zerlegung sorgt ein Gitter mit 600 Strichen/mm. Bei einer Spaltöffnung von unter 20μm hat der Monochromator eine Auflösung von etwa $0,5\,\text{Å}$, was für die Aufnahmen hochaufgelöster Moden-Spektren von Laserdioden ausreichend ist. Für die Detektion des Signals am Ausgang stehen ein GaAs-Photomultiplier (450nm bis 850nm) bzw. eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Ge-Photodiode (800nm bis 1700nm) zur Verfügung. Die Messung wird mittels Lock-in-Technologie durchgeführt, was zu einer Steigerung des Signal-Rauschverhältnisses von mehreren Größenordnungen beiträgt. Die Steuerung des PL-Messplatzes und die Datenaufnahme erfolgt computergesteuert und vollautomatisch.

Die optische Charakterisierung von Halbleiterschichten erfolgte im Rahmen dieser Arbeit mit Raumtemperatur-Photolumineszenz. In diesem Falle ist der Einsatz des Kryostaten nicht notwendig und die Versuchsdurchführung schnell und einfach.

So einfach das Prinzip der PL erscheint, so schwierig und komplex ist die Interpretation der Ergebnisse. Der oben geschilderte Fall gilt für einen direkten Band-Band-Übergang. In der Realität werden die energetische Lage des PL-Signals, die Intensität, die Peakbreite und die Peakform von zahlreichen weiteren physikalischen Ursachen beeinflusst. Die PL-Emission resultiert z.B. nicht zwingend aus einem direkten Band-Band-Übergang. Gerade bei einem neuartigen, metastabilen Materialsystem könnte der optisch stärkste Übergang auch ein strahlender Defektübergang sein. Für die optischen Eigenschaften von Halbleitern spielen besonders Vielteilcheneffekte, die aus der Wechselwirkung der Ladungsträger untereinander entstehen und die nicht im Bändermodell berücksichtigt sind, eine erhebliche Rolle. Die wichtigste Vielteilcheneffekte seien hier nur aufzählend genannt:

1. Bei niedrigen Ladungsträgerdichten bzw. tiefen Temperaturen bilden sich gebundene Elektronen-Loch-Zustände aus, die man Excitonen nennt. Bei hohen Temperaturen oder großen Ladungsträgerdichten (z.B. im Laser) spielen sie keine Rolle mehr, da sie dissoziiert sind.

2. Bei hohen Ladungsträgerdichten kommt es zur Verkleinerung der Bandlücke. Durch diese Bandrenormalisierung wird die Emissionswellenlänge

von 1,3μm Lasern um etwa 10nm bis 20nm gegenüber dem PL-Maximum nach rot verschoben. Bei der Kalkulation der Zielwellenlänge eines Lasers muss diese Verschiebung mit bedacht werden. Als Faustformel kann gelten: $\Delta E_{gap} = -c \cdot N^{2/3}$ mit $c \approx 32meV/(10^{18}cm^{-3})^{1/3}$ für bulk GaAs, bzw. mit $c \approx 32meV/(10^{12}cm^{-2})^{1/3}$ für GaAs/AlGaAs-Qantenfilme [4].

3. Aufgrund der Ladungsträgerstreuung untereinander stellen sich das Quasigleichgewicht und damit die Quasi-Fermiverteilung sehr schnell ein. Auch die optische Polarisation dephasiert wegen der Coulomb-Wechselwirkung besonders schnell, was für schnell modulierbare Laserdioden günstig ist.

4. Das Gain-Spektrum und die Zustandsdichte sind abhängig von Vielteilcheneffekten.

In Quantenfilmen gibt es zusätzlich weitere Einflussmöglichkeiten auf die PL, die z.B. durch Quantisierung, Grenzflächenrauhigkeiten oder durch Verspannung hervorgerufen werden [53]. Eine ausführliche Diskussion der möglichen Gesichtspunkte würde den Rahmen dieses Abschnittes sprengen. An dieser Stelle sei, insbesondere im Hinblick auf das Materialsystem (GaIn)(NAs), auf die Literatur verwiesen [9], [92], [152], [39]...

In Höhnsdorf [7] wurde die Raumtemperatur-PL von (GaIn)(NAs)-Proben als Band-Band-Übergang nachgewiesen und die PL-Intensität mit der Probenqualität korreliert. In diesem Sinne sind die PL-Untersuchungen dieser Art zu verstehen.

3.4 Chemische Untersuchungsmethoden

3.4.1 Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)

Auger-Elektronen-Spektroskopie ist ein Messverfahren, mit dem man die Elementzusammensetzung von Festkörper-Oberflächen mit einer Tiefenauflösung von maximal 5nm bestimmen kann. AES wurde im Rahmen dieser Arbeit benutzt, um die Güte von freigelegten inneren Grenzflächen im Vergleich zu unbehandelten Oberflächen beurteilen zu können.

Wird die innere Schale eines Atoms (K) mit energiereicher Strahlung ionisiert, so kann die Anregung auf zwei Arten wieder abgegeben werden. Das fehlende Elektron der inneren Schale wird in beiden Fällen durch ein Elektron aus einer höheren Schale ersetzt (z.B. L_{II}). Die Energie, die beim Übergang dieses Elektrons frei wird, kann nun entweder als charakteristische Röntgenstrahlung abgegeben werden oder auf ein weiteres Elektron desselben Atoms nichtstrahlend übertragen werden. Der erste Fall tritt bevorzugt bei schweren Elementen auf und wird in EDX-Anlagen zur Element-Identifikation ausgenutzt. Der zweite Prozess erzeugt niederenergetische Auger-Elektronen, deren kinetische Energie

typisch zwischen 0eV und 3000eV liegt. Die Überschuss-Energie hängt von der elektronischen Struktur des emittierenden Atoms ab und ist deshalb elementspezifisch.

Die Primäranregung erfolgt bei einem typischen Auger-Experiment mit einem fokussierten Elektronenstrahl von einigen keV Energie. In der Probe bildet sich ein Wechselwirkungsbereich aus, der sich einige Mikrometer in die Tiefe des Festkörpers erstrecken kann, und in dem überall Auger-Elektronen bzw. Röntgenfluoreszenz-Strahlung gebildet werden. Aufgrund der niedrigen kinetischen Energie von Auger-Elektronen ist die mittlere freie Weglänge jedoch in einem Festkörper gering. Nur aus den etwa 10 obersten Monolagen können sie den Kristall ohne Streuvorgang verlassen, woraus die extreme Oberflächensensitivität der Methode folgt. Mittels Lock-in-Technik wird ein differentielles Mess-Signal aufgenommen, wodurch der durch die gestreuten Elektronen erzeugte Untergrund unterdrückt wird.

Die AES-Messungen wurden von H. Jänsch und T. Torunski in der Arbeitsgruppe Oberflächephysik (Phillips-Universität Marburg) mit Hilfe einer Eigenbau-Anlage durchgeführt. Es handelt sich um eine Edelstahl-UHV-Anlage, die mittels einer zweistufigen Turbopumpe evakuiert wird. Als Messsystem kommt ein Varian Auger-Spektrometer mit zylindrischem Spiegel-Analysator zum Einsatz. Die Elektronenkanone emittiert in der Spiegelachse. Der Druck betrug während der Experimente ca. $1 \cdot 10^{-7} mbar$, und die Energie der eingestrahlten Elektronen lag bei 5keV bzw. 8keV.

Weitere Informationen zu AES sowie die Spektren aller Elemente finden sich im „Handbook of Auger Elekctron Spectroscopy“ [61].

3.4.2 Sekundär-Ionen-Massenspekrometrie (SIMS)

Sekundär-Ionen-Massenspektrometrie ist ein Analyseverfahren, mit dem man die Konzentration ausgewählter Elemente in Festkörpern als Funktion der Probentiefe bestimmen kann. SIMS wurde im Rahmen dieser Arbeit dazu genutzt, einige ausgesuchte Laserproben zu untersuchen. Die Ergebnisse haben sich als außerordentlich wichtig erwiesen, einen möglichen Ausweg aus dem bislang unbefriedigenden Verständnis der Schwellstromdichten von (GaIn)(NAs)-Lasern zu finden. Die Messungen wurden von der RTG Mikroanalyse GmbH in Berlin mit einer Anlage vom Typ Cameca-IMS durchgeführt.

Bei der SIMS-Methode beschießt man eine Festkörperoberfläche mit Primär-Ionen (z.B. mit Cäsium oder Sauerstoff), die in einer thermischen Quelle erzeugt, mit einer definierten Energie beschleunigt (etwa 5kV) und mit einer Primärionenoptik auf die Probenoberfläche fokussiert werden. Die auftreffenden Primär-Ionen zertrümmern lokal die Probenoberfläche („sputtern“), und erzeugen Sekundärpartikel. Ein Anteil der emittierten Partikel der Probe ist selbst wieder ionisiert. Diese Sekundärionen werden mittels einer Ionenoptik gesammelt und in einem Massenspektrometer entsprechend ihrer Masse analysiert. Die Ionisierungsrate

der Sekundärpartikel hängt empfindlich von den Sputterbedingungen und der chemischen Umgebung, der Matrix, ab. Um quantitative Aussagen über Elementkonzentrationen machen zu können, benötigt man Eichproben, die unter gleichen Bedingungen vermessen werden. Die Eichproben müssen eine bekannte Menge des zu untersuchenden Elementes enthalten und über die gleiche Matrix verfügen. Die Sekundär-Ionen-Emission einer Festkörperoberfläche stellt Informationen über die Elementzusammensetzung der obersten Atomlagen zur Verfügung. Sie ist die empfindlichste Oberflächenanalysemethode und verfügt über einen sehr großen Dynamikumfang von mehr als fünf Größenordnungen [42]. Pro Messung können aber nur wenige Elemente (oder nur ein Element) untersucht werden. Durch den Sputtervorgang wird die untersuchte Oberfläche zerstört und entfernt. Es bildet sich ein Krater aus, der (linear) mit der Zeit tiefer wird. Analysiert man die Zählraten eines Elementes in Abhängigkeit von der Zeit, so kann man über die Kratertiefe im Nachhinein ein kalibriertes Tiefenprofil der Elementkonzentration im Festkörper erstellen. Die maximale Tiefenauflösung der Methode beträgt einige Nanometer. Der absolute Fehler der Schichtdicken und der Konzentrationen liegt in der Größe von etwa 10%. SIMS ist ideal geeignet, um Heterostrukturen zu untersuchen. Insbesondere bei der Untersuchung von Dotierstoffen oder Fremdatomen spielt dabei der große Dynamikumfang und die niedrige Nachweisgrenze von $10^{15}cm^{-3}$ bis $10^{16}cm^{-3}$ verbunden mit der guten Tiefenauflösung eine große Rolle. Prinzipiell sind alle Elemente der Methode zugänglich; in der Praxis wird die Nachweisgrenze von Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff aber durch den Restgasdruck im Vakuumsystem bestimmt.

Die quantitative Bestimmung des Stickstoffgehaltes in hochverspannten (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen ist leider nicht mit der notwendigen Genauigkeit möglich. Zwar kann man Stickstoff in dünnen Filmen detektieren, jedoch ist es nicht möglich, Eichproben mit den notwendigen Eigenschaften herzustellen [93]. Die besondere Bedeutung der SIMS-Analysen für diese Arbeit liegt in der Identifikation und Konzentrationsbestimmung von Fremdatomen in Lasern, die einen Einfluss elektronischen Eigenschaften haben.

Kapitel 4

Strukturbildung auf inneren Grenzflächen

4.1 Einleitung

Dieses Kapitel befasst sich mit der systematischen Untersuchung von Strukturbildungsprozessen auf inneren GaAs-, (GaIn)As-, Ga(NAs)- und (GaIn)(NAs)-Grenzflächen. Der Schwerpunkt liegt dabei auf GaAs-basierenden Heterostrukturen, die das metastabile Materialsystem (GaIn)(NAs) als aktives Material enthalten. Um die Ergebnisse der grundlagenorientierten Untersuchungen unmittelbar für Anwendungen nutzbar zu machen, wurde eine Materialzusammensetzung von (GaIn)(NAs) gewählt, die für Laseranwendungen optimiert war. Die Emissionswellenlänge der stark verspannten Quantenfilme lag dabei zwischen 1150nm und 1350nm, der In-Gehalt bei etwa 30% und die Stickstoffkonzentration zwischen 0,5% und 3%. Da sich die Struktur von abgekühlten epitaktischen Oberflächen im Allgemeinen deutlich von der Struktur innerer, im Halbleiter verborgener Grenzflächen unterscheidet, wurde eine neuartige Untersuchungsmethode eingesetzt. Sie ermöglicht die Abbildung der Morphologie realer innerer Grenzflächen im Ortsraum mit atomarer Höhenauflösung und 10nm bis 20nm lateraler Auflösung über mikrometergroße Probenflächen. Im ersten Abschnitt wird diese Grenzflächenuntersuchungsmethode vorgestellt. In den folgenden Abschnitten werden grundlegende Strukturbildungsprozesse der Basismaterialien GaAs, (GaIn)As und Ga(NAs) besprochen. Darauf folgen die ungewöhnlichen Eigenschaften von (GaIn)(NAs) und seiner Auswirkungen auf das Wachstum anderer Materialien in einer Heterostruktur. Mit einer Darstellung der Korrelationen von optischen und strukturellen Eigenschaften wird das Kapitel abgeschlossen.

4.2 Neuartige Methode zur strukturellen Untersuchung innerer Grenzflächen

Zur Untersuchung der Struktur und von strukturbildenden Prozessen auf inneren Grenzflächen wurde in dieser Arbeit eine neuartige Methode verwendet. Sie verbindet die nasschemische Präparation einer inneren Grenzfläche mit der nachfolgenden Untersuchung der freigelegten Fläche mit dem AFM. Das Grundprinzip dieser Methode basiert auf dem Umstand, dass die verschiedenen Materialien, die in einer Heterostruktur aufeinander abgeschieden sind, nicht nur unterschiedliche elektronische bzw. optische, sondern auch unterschiedliche chemische Eigenschaften besitzen. Benutzt man höchstselektive Ätzen[1], die nur das bedeckende Material angreifen, das darunter liegende jedoch nicht, so kann die Grenzfläche zwischen beiden Materialien bei geeigneter Systemwahl mit atomarer Höhenauflösung und lateraler Auflösung von 10nm bis 20nm freigelegt werden. Die innere Grenzfläche wird dadurch zu einer Oberfläche, die dann mit konventionellen Oberflächenuntersuchungsmethoden, insbesondere dem AFM, analysiert werden kann. Das chemische Freilegen von inneren Kristallgrenzflächen basiert auf Erfahrungen aus der Halbleiterprozesstechnologie [49], [48], [47], [50]. Dort werden (chemische) Heterobarrieren z.B. als Ätzstopschichten eingesetzt jedoch nicht für strukturanalytische Zwecke. Die Methode, solcherart freigelegte Schichten mit dem AFM zu untersuchen, geht auf R. Rettig zurück [52], [51]. Er konnte nachweisen, dass in dem Materialsystem (GaIn)As/InP die speziell weiterentwickelten Ätzen die reale Struktur der inneren Grenzflächen nicht verfälschte und zeigte, dass die Struktur innerer Grenzflächen im allgemeinen unterschiedlich zu der von Oberflächen ist.

Die Methode ist aufgrund der unterschiedlichen chemischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien und Ätzen nicht universell für alle Heterostrukturen einsetzbar. Für jedes interessierende Materialsystem benötigt man speziell angepassten Ätzlösungen und Ätzbedingungen, um die erheblichen Anforderungen an eine artefaktfreie Präparation erfüllen zu können:

- Eine wesentliche Bedingung an die (jeweilige) Ätzlösung ist eine extrem hohe Selektivität („quasidigitale Ätze"). Die Lösung muss das eine Material abtragen, während sie das nächste, auf atomaren Größenskalen, nicht angreift. Dies würde ansonsten zu einer Verfälschung der realen Grenzflächenstruktur führen.

- Die Selektivität darf nicht auf der Ausbildung einer Passivierungsschicht an der Grenzfläche beruhen, da auf mikroskopischen Skalen dies eine Veränderung der ursprünglichen Grenzflächen-Morphologie bedeutet.

[1] Die Selektivität einer Ätzlösung bezüglich zweier Materialien A und B ist definiert als: $Selektivität = Ätzrate(A)/Ätzrate(B)$.[50]

- Da der Ätzvorgang manuell durch Schwenken der Probe in einem Becherglas erfolgt, muss die Ätzrate der Lösung im Bereich von nm/sec liegen. Ist sie deutlich langsamer, werden bei üblichen Schichtdicken von einigen zehn Nanometern die Ätzzeiten zu lange. Ist die Rate deutlich höher, steigen die Anforderungen an die Selektivität.

- Die Chemikalien müssen vom Gefährdungspotential her handhabbar und in höchster Reinheit erhältlich sein. Die Grenzflächen dürfen durch die nasschemischen Behandlung nicht mit Schmutz kontaminiert werden, was peinlichste Sauberkeit auch während des Prozesses voraussetzt.

Im Wesentlichen lassen sich die bisher für die Grenzflächenuntersuchungsmethode zugänglichen Materialsysteme in zwei Gruppen unterteilen, die sich fundamental in der Chemie des Ätzprozesses unterscheiden:

1. Phosphor-/Arsen-basierende Heterostrukturen. Die Selektivität bezieht sich auf die Gruppe-V-Komponente der Halbleitermaterialien, während die Elemente der dritten Hauptgruppe (Ga oder In) keinen Einfluss auf den Ätzprozess haben. Eine Beschreibung des Verfahrens und eine Darstellung von Untersuchungsergebnissen finden sich für das Materialsystem (GaIn)As/InP in R. Rettig [52] und für (GaIn)P/GaAs in G. Bernatz [53].

2. Aluminium-/Gallium-basierende Heterostrukturen. In diesen Heterostrukturen beruht die Selektivität auf dem unterschiedlichen Ätzverhalten von Aluminium-haltigen Arseniden im Vergleich zu Gallium-, bzw. Indiumhaltigen Arseniden. Eine ausführliche Darstellung der Methode für die Materialsysteme GaAs/AlAs, (GaIn)As/AlAs und (AlGa)As/AlAs findet sich in Nau [54] und Bernatz [55], [53]. Im Rahmen dieser Arbeit und der Diplomarbeit von Torsten Torunski [57] wurde die Methode auf das System (GaIn)(NAs)/AlAs erweitert. Die Freilegung von (GaIn)P unter AlAs ist bislang nicht mit befriedigender Qualität gelungen.

Im Folgenden wird auf die zweite Gruppe näher eingegangen und das Verfahren am Beispiel des in der III/V-Epitaxie bedeutungsvollen GaAs/AlAs-Systems sowie an dem neuartigen (GaIn)(NAs)/AlAs-System erläutert.

Für GaAs/AlAs-Heterostrukturen ist aus der Literatur die extreme Selektivität von Flusssäure gegen GaAs bekannt [49], [48], [47]. So ist es z.B. Yablonivitch et al. gelungen $1cm^2$ große GaAs-Epitaxieschichten unzerstört von ihren GaAs-Substraten abzulösen, indem eine AlAs-Zwischenschicht mittels Flusssäure weggelöst wurde. Auf der anderen Seite werden (Al(Ga))As-Schichten als Ätzstopschichten beim Entfernen von GaAs-Substraten mittels einer Wasserstoffperoxid-Lösung benutzt. Es ergibt sich das in *Abbildung* 4.1 dargestellte Ätz- und Selektivitätsschema, das dieses binäre-binäre System für Grenzflächenuntersuchungen vielversprechend erscheinen lässt: Die Flusssäure ätzt AlAs, nicht jedoch GaAs.

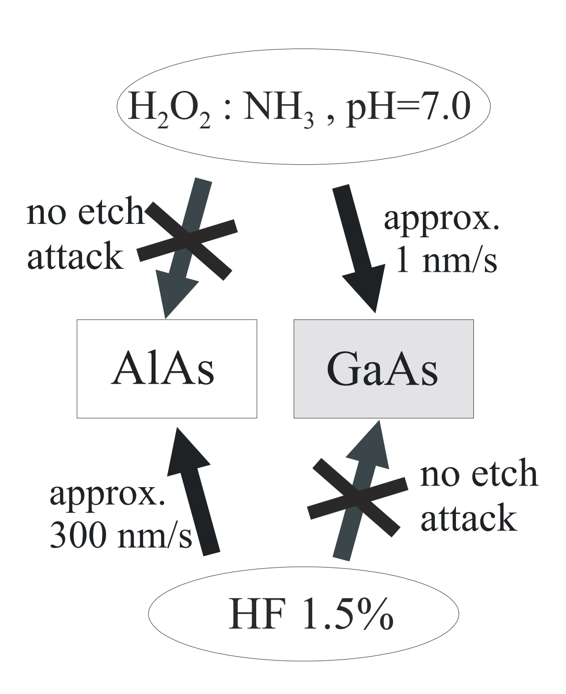


Abbildung 4.1: Schema der für die Freilegung innerer GaAs/AlAs-Grenzflächen verwendeten Ätzen.

Die Wasserstoffperoxidätze entfernt GaAs nicht jedoch AlAs. Die beteiligten chemischen Reaktionen sind in *Abbildung* 4.2 dargestellt. Tatsächlich beruht die Selektivität der Peroxidlösung auf AlAs auf der Ausbildung einer passivierenden, voluminösen Aluminium-Hydroxidschicht, weshalb die AlAs→GaAs-Grenzfläche[2] für Grenzflächenuntersuchungen nicht zur Verfügung steht. Die (Ga(In))As→AlAs-Grenzfläche lässt sich dagegen mit hervorragender Qualität mit Flusssäure freilegen. In diesem System wird eine AlAs-Deckschicht (nur) dazu genutzt, die Grenzflächenstruktur einer darunter liegenden (Ga(In))As-Schicht zu fixieren. Durch das Überwachsen einer inneren Grenzfläche mit AlAs wird diese quasi eingefroren. Aluminium hat eine extrem große Affinität zu Sauerstoff, was zu einer unmittelbaren Oxidation von AlAs-Epitaxieschichten an Luft führt. Eine oxidierte AlAs-Deckschicht verhindert aber in der Regel ein hochqualitatives Präparieren der inneren Grenzfläche, weshalb man sie mit einer schützenden GaAs-Schicht überwachsen muss. Das Verfahren, innere (Ga(In))As→AlAs-Grenzflächen strukturell zu untersuchen, lässt sich in drei Schritte einteilen:

1. Im ersten Schritt scheidet man *im* Epitaxie-Reaktor eine Heterostruktur bis zu der interessierenden Grenzfläche ab. Diese wird dann sofort oder nach einer Wachstumsunterbrechung unter Wachstumsbedingungen mit etwa 80nm AlAs überwachsen. Durch die Abscheidung von AlAs wird die

[2] Der Pfeil → bezieht sich auf die Wachstumsrichtung. Betrachtet wird hier also die Grenzfläche zwischen AlAs und GaAs auf AlAs.

1. Schritt: selektives Entfernen des **GaAs**:
Wasserstoffperoxid (30%) pH=7.0

Ätzschritt: $\overset{0}{GaAs} + 4\,H_2\overset{-1}{O_2} \longrightarrow \overset{+3}{Ga^{3+}} + \overset{+5}{As}\overset{-2}{O_4^{3-}} + 4H_2\overset{-2}{O}$
wasserlöslich

Selektivität: $\overset{0}{AlAs} + 4\,H_2\overset{-1}{O_2} \xrightarrow{pH=7} \overset{+3}{Al}(\overset{-2}{O}H)_3\downarrow + H_3\overset{+5}{As}\overset{-2}{O_4} + H_2\overset{-2}{O}$
fest, unlösliche Passivierungsschicht

⇒ **AlAs**-Schicht wird nicht weggeätzt
aber: Struktur der AlAs-GF durch Passivierungsschicht zerstört

2. Schritt: selektives Entfernen des **AlAs** / $Al(OH)_3$
mit 1.5% Flußsäure

Ätzschritt: $Al(OH)_3\downarrow + 3\,H^+ \overset{pH=0}{\rightleftharpoons} Al^{3+} + 3\,H_2O$

$Al^{3+} + 6\,F^- \longrightarrow [AlF_6]^{3-}$

$\overset{0}{AlAs} + 3\,\overset{+1}{H^+} + 6\,F^- + 3\,\overset{+1}{H_2}O \longrightarrow [\overset{+3}{Al}F_6]^{3-} + H_3\overset{+3}{As}O_3 + 3\,\overset{0}{H_2}\uparrow$

Gleichgewichtsverschiebung durch Komplexbildung (Le Chatelier)

Selektivität: **Ga** edler als **Al**
$[GaF_6]^{3-}$ weit weniger stabil als $[AlF_6]^{3-}$

⇒ Reaktionen von HF mit Ga(As) laufen ~10^5 fach langsamer

Abbildung 4.2: Chemische Reaktionen von Flusssäure und Wasserstoffperoxidlösung im GaAs/AlAs-System.

Struktur der Grenzfläche mit einer Zeitauflösung von etwa einer Sekunde fixiert, wobei sich die Zeitauflösung aus der gewählten Wachstumsgeschwindigkeit des AlAs ergibt (ca. eine Monolage pro Sekunde). Zum Schutze der AlAs-Schicht gegen Oxidation wird diese noch mit $10nm$ bis maximal $20nm$ GaAs abgedeckt.

2. Nach dem Abscheiden der Probe wird die AlAs|GaAs}-Einfrierschicht außerhalb des Reaktors in einem zweistufigen Prozess abgeätzt. Dazu spaltet man ein etwa $5mm \cdot 5mm$ großes Probenstück. Im ersten Ätzschritt entfernt man mittels einer H_2O_2-Lösung (31%), deren pH-Wert mit NH_3-Lösung auf $7,0 \pm 0,1$ eingestellt ist, die GaAs-Deckschicht. Die Probe wird dazu mit einer Pinzette für eine definierte Zeit ($r_e \approx 1nm/sec$, also $10s$ - $20s$) in einem Becherglas geschwenkt. Um die Reaktion zu beenden, taucht man die Probe kurz in ein mit Wasser gefülltes Becherglas und schließt noch eine Nachreinigung unter fließendem Wasser und Ultraschall für zwei Minuten an. Danach wird die Probe mit Stickstoff getrocknet. Das präzise Einhalten des pH-Wertes sowie der Ätzzeit auf $\pm 1s$ ist für das Gelingen notwendig.
Im zweiten Ätzschritt entfernt man die AlAs-Schicht und legt die interessierende Grenzfläche frei. Das Verfahren ist analog zum ersten Ätzschritt. Man schwenkt die Probe für $10s$ in wässriger Flusssäure ($1,5\%$), wobei hier weder die Ätzzeit noch die die exakte Konzentration der Flusssäure kritisch sind. Die Reaktion wird in Wasser gestoppt, die Probe unter fließendem Wasser nachgereinigt und anschließend mit Stickstoff trocken geblasen.Überraschender Weise ist der erste Ätzschritt, der die interessierende Grenzfläche gar nicht direkt betrifft, der für die Qualität der Methode bestimmende. Dieser Sachverhalt liegt in den chemischen Prozessen der Reaktionen begründet. Die Selektivität der Peroxidätze gegenüber AlAs beruht (vermutlich) auf der Ausbildung eines nasschemisch erzeugten Aluminiumhydroxides, welches, bei geringen Schichtdicken, durch Flusssäure vollständig aufgelöst werden kann. Bei längeren Expositionszeiten dagegen bilden sich dickere und chemisch stabilere Hydroxidschichten („Verolung“), die nicht vollständig entfernt werden können. Sie sinken beim Abätzen der AlAs-Schicht auf die interessierende Grenzfläche, bleiben dort unlösbar haften und verhindern die Aufnahme der realen Grenzflächenstruktur. Um diesen Vorgang zu verhindern, muss die Verweilzeit der GaAs-Ätze auf AlAs minimiert werden, was durch eine Optimierung der Ätzrate (über den pH-Wert) und der Ätzzeit (über die Ätzrate und die Schichtdicke) gelingt. Die Ausbildung eines *unlöslichen* (Hydr)oxids findet auch (trocken) an Luft auf AlAs-Schichten statt, weshalb eine GaAs-Deckschicht auf der AlAs-Einfrierschicht unbedingt notwendig ist.

3. Als letzter Arbeitsschritt schließt sich die Untersuchung der Grenzfläche mit dem AFM an. Die Vorgehensweise ist dabei identisch zur Untersuchung

gewöhnlicher Oberflächen.

Das nasschemische Entfernen der Abdeckschichen wird in einer *Laminar Flow Box* bei Zimmertemperatur durchgeführt. Die Arbeitsumgebung und alle Geräte müssen äußerst sauber sein und alle verwendeten Chemikalien von höchster Reinheit. Für den geübten Experimentator dauert das Abätzen der Deckschichten und das Aufnehmen erster Grenzflächenbilder weniger als eine halbe Stunde. Es handelt sich damit, verglichen mit anderen Grenzflächenuntersuchungsverfahren, um eine zeitlich wenig aufwendige Methode.

Ein wichtiger Punkt der Methodenentwicklung ist der Nachweis, dass man tatsächlich reale innere Grenzflächen freilegen kann und durch das Überwachsen und Ätzen keine artifizielle Struktur erzeugt. Dazu muss man zunächst die Selektivität der Ätzen bestimmen, die dem Ideal von digitalen Ätzen nahekommen sollten. Sie wurde im GaAs→AlAs-System für Flusssäure zu:

$$Selektivit\ddot{a}t = \frac{r_e(HF(2\%), GaAs)}{r_e(HF(2\%), AlAs)} > 10^5 \qquad (4.1)$$

bestimmt [54], [53]. Bei geeigneter Wahl der Flusssäurekonzentration ($< 2\%$) hat diese extreme Selektivität zur Folge, dass die mit dem AFM auflösbaren Oberflächen- bzw. Grenzflächenstrukturen auf (Ga(In))As auf atomaren Skalen nicht verfälscht werden. Für das (GaIn)(NAs)→AlAs-System wird der Nachweis weiter unten explizit erbracht. Die Selektivität ist nur eine notwendige aber noch nicht hinreichende Bedingung für das Gelingen der Methode. Es ist erforderlich, dass der Ätzprozess auf der interessierenden Grenzfläche abrupt endet. Es ist z.B. denkbar, dass durch Verschleppung von Ga in AlAs ein Ga→Al-Gradient entsteht, in dem die Ätze *vor* der eigentlichen Grenzfläche quasi stecken bleibt. Man würde dann eine durch den Überwachsvorgang verursachte, artifizielle Struktur abbilden und nicht die gewünschte eingefrorene Wachstumsoberfläche. In einem solchen Falle sollte sich die chemische Zusammensetzung der freigelegten inneren Grenzfläche von einer entsprechenden Oberfläche durch die Anwesenheit von Aluminium unterscheiden. Außerdem müsste sich die abgebildete *Struktur* von einer Oberfläche bzw. Grenzfläche unterscheiden. Die Untersuchung der chemischen Zusammensetzung von freigelegten inneren GaAs-Grenzflächen mittels der Auger-Elektronen-Spektroskopie ergab dieselbe Komposition wie die Untersuchung unbehandelter GaAs-Oberflächen. Insbesondere wurden kein Fluor und kein Aluminium auf den inneren Grenzflächen nachgewiesen. Die maximale Aluminium-Kontamination in der obersten Monolage des freigelegten GaAs-Kristalls wurde zu 16% abgeschätzt [54]. Diese Konzentration ist für die AFM-Untersuchung unkritisch, da man auf 30%-igen (AlGa)As-Schichten problemlos Monologenstrukturen detektieren kann. Die Untersuchung der Struktur innerer Grenzflächen stellt einen weiteren Beweis für das Funktionieren der Methode dar. Wie bereits angesprochen wurde, unterscheiden sich innere Grenzflächen im Allgemeinen von Oberflächen, weil Oberflächen durch den Abkühlvorgang der Probe

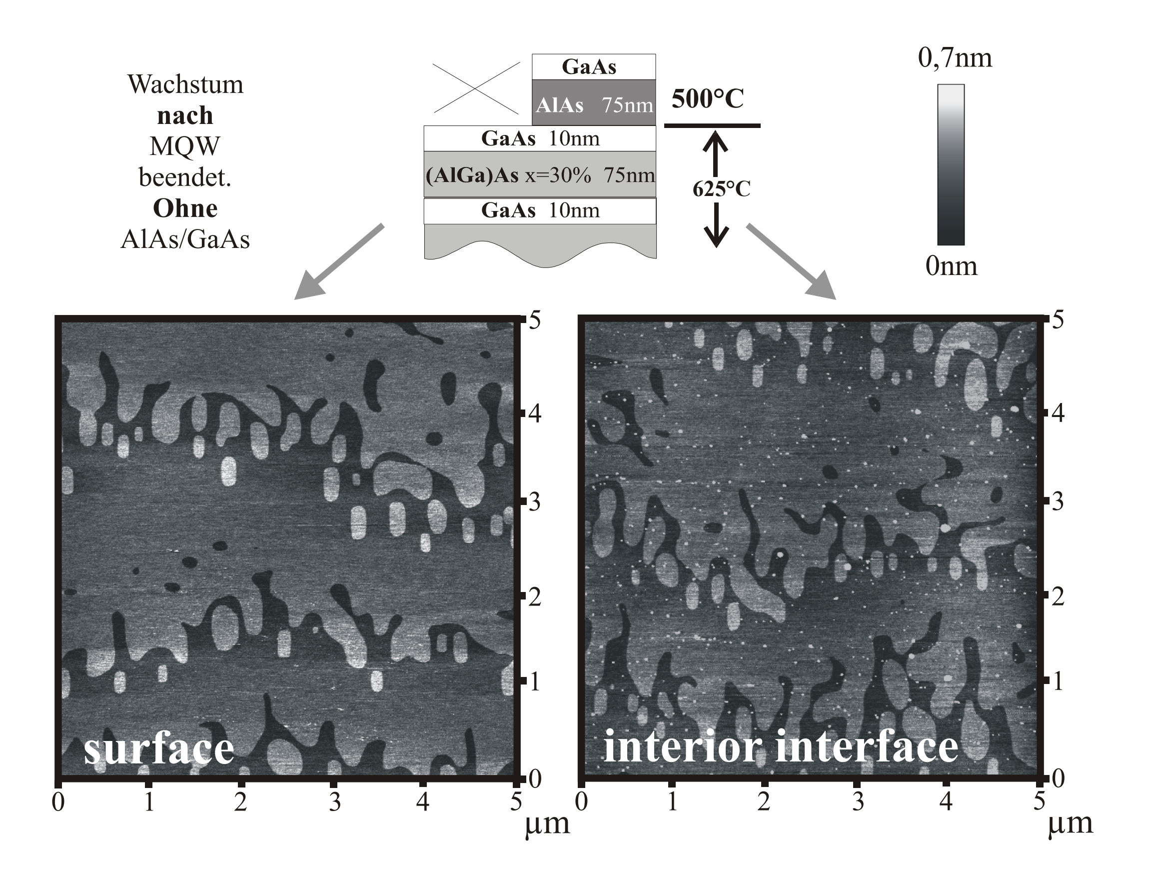


Abbildung 4.3: AFM-Aufnahme der *Oberfläche* eines (AlGa)As/GaAs-MQWs, der bei 625°C abgeschieden wurde (links). Rechts ist eine *innere Grenzfläche* dargestellt, die nach dem Wachstum bei 625°C auf 500°C abgekühlt und dann mit AlAs/GaAs überwachsen wurde. Diese beiden Schichten wurden dann durch selektives Ätzen wieder entfernt.

eine lange Wachstumsunterbrechung und einen Temperaturgradienten erlebt haben. Behandelt man eine innere Grenzfläche aber analog zu einer Oberfläche, d.h. kühlt man sie *vor* dem Überwachsen mit AlAs auf eine Temperatur ab, bei der die Oberflächenvorgänge stark verlangsamt sind, so sollte sie die gleiche Struktur aufweisen wie eine Oberfläche. In *Abbildung* 4.3 ist die AFM-Aufnahme einer exakt orientierten (100)-GaAs-*Oberfläche* abgebildet. Die Probe wurde bei 625°C abgeschieden, abgekühlt und mit dem AFM untersucht. Daneben ist eine freigelegte *innere GaAs-Grenzfläche* gezeigt. Die Probe wurde ebenfalls bei 625°C abgeschieden, ohne Wachstum auf 500°C abgekühlt und dann bei 500°C mit der Einfrierschicht überwachsen. Danach wurde die Einfrierschicht abgeätzt und das AFM-Bild aufgenommen. Der Charakter der Strukturen der inneren Grenzfläche ist völlig identisch zu dem der Oberfläche. Insbesondere kann man auf beiden Proben Monolagenterrassen und Inseln erkennen, deren typische Größen und Formen gleich sind. Wichtiger aber ist, dass die Abruptheit der Stufen und die Rauhigkeit der Terrassen vergleichbar sind, abgesehen von einer leichten

punktigen Kontamination der freigelegten Grenzfläche. Aus der vergleichenden Analyse dieser Probe kann man das Auflösungsvermögen der Grenzflächenuntersuchungsmethode bestimmen. Die Höhenauflösung[3] ist mit $0,2nm$ etwa halb so gut wie die Höhenauflösung auf unbehandelten GaAs-Oberflächen (ca. $0,1nm$), und die laterale Auflösung beträgt etwa $15nm$ im Vergleich zu $10nm$ auf der Oberfläche. Eine Freilegung innerer GaAs→AlAs-Grenzflächen ist also praktisch ohne Informationsverlust möglich.

Die Methode wird mittlerweile in einigen Arbeitsgruppen erfolgreich zur Strukturanalyse innerer Grenzflächen eingesetzt [59], [60]. Sie kann sowohl auf Proben angewendet werden, die mittels MOVPE als auch mittels MBE hergestellt wurden. Die ausgenutzten chemischen Eigenschaften von GaAs und von AlAs sind natürlich nicht abhängig von dem verwendeten Wachstumsverfahren[4].

4.2.1 Methodenerweiterung auf das (GaIn)(NAs)→AlAs-System

Innere (GaIn)(NAs)→AlAs-Grenzflächen werden völlig analog zu GaAs→AlAs-Grenzflächen freigelegt. Die Vorgehensweise ist dieselbe. Aufgrund der unterschiedlichen chemischen Zusammensetzung ist das Übertragen des Verfahrens auf das (GaIn)(NAs)→AlAs-System allerdings kein trivialer Prozess. Insbesondere wegen der hohen Affinität von Stickstoff zu Aluminium könnte es zur Ausbildung von Artefakten kommen. Es muss explizit gezeigt werden, dass man (GaIn)(NAs)→AlAs-Grenzflächen artefaktfrei präparieren kann. Zwar ist der Stickstoffgehalt der untersuchten Proben mit unter 4% der Gruppe-V-Atome relativ gering, jedoch ist die aktive Stickstoffmenge während des Wachstums im Epitaxiereaktor und auf der Wachstumsoberfläche im Verhältnis zu den anderen reaktiven Spezies sehr hoch (z.B. $p_p(UDMHy) = 1mbar$). Beim direkten Überwachsen einer (GaIn)(NAs)-Grenzfläche mit AlAs könnte man sich die Ausbildung einer (vermutlich amorphen) AlN-Zwischenschicht vorstellen, die eine Untersuchung unmöglich machen würde. Der Nachweis, dass die Methode trotz der denkbaren Probleme funktioniert, wird analog zum GaAs→AlAs-System geführt.

[3] Die Höhenauflösung wird definiert als Halbwertsbreite des Höhenhistogramms auf einer glatten Terrassenfläche.

[4] Die betrachteten chemischen Vorgänge sind Redoxreaktionen, also Reaktionen, bei denen zwischen dem Kristall und der Lösung Elektronen ausgetauscht werden. Für die Reaktivität spielt vermutlich die Lage des Fermi-Niveaus und damit die Dotierung eine Rolle. Darin könnte ein denkbarer Unterschied von MBE-AlAs zu MOVPE-AlAs bestehen, weil unter den gewählten Abscheidebedingungen das MOVPE-Material unter Umständen einen deutlich höheren C-Anteil besitzt und damit stark p-dotiert sein könnte. In der Praxis haben sich allerdings keine Unterschiede in der Anwendbarkeit der Methode ergeben.

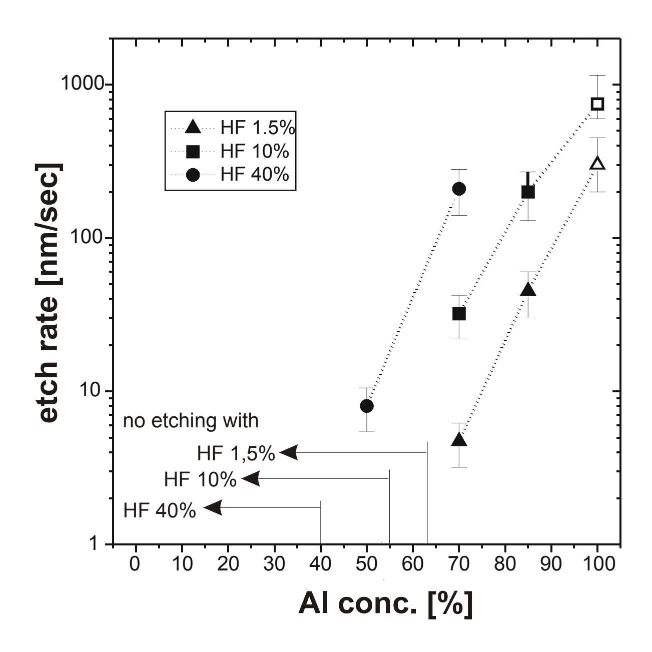


Abbildung 4.4: Ätzrate von Flusssäure auf $(Al_xGa_{1-x})As$ in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt x und der Konzentration w der Säure [54], [53].

4.2.1.1 Selektivität

Zunächst ermittelt man die Selektivität der Flusssäure im (GaIn)(NAs)→AlAs-System. Dazu bestimmt man die Ätzgeschwindigkeit von Flusssäure auf AlAs und auf (GaIn)(NAs). In *Abbildung* 4.4 sind die Ätzraten von wässriger Flusssäure unterschiedlicher Konzentration in Abhängigkeit von dem Al-Gehalt in (Al(Ga))As-Volumenschichten aufgetragen. Die Ätzraten wurden anhand von teilweise mit Photolack abgedeckten Proben mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops an Spaltkanten bestimmt. Für $1,5\%$-ige Flusssäure beträgt die Ätzgeschwindigkeit auf AlAs bei $22°C$ etwa $r_e(HF(1,5\%), AlAs) = 300nm/s$.

Um die extrem kleine Ätzrate von Flusssäure auf (GaIn)(NAs) abschätzen zu können, weist man unter den üblichen Ätzbedingungen nach, wie groß der Materialabtrag auf den Grenzflächenstrukturen auf atomaren Größenskalen ist. Dazu nimmt man von einer neuen (GaIn)(NAs)-Oberfläche ein AFM-Bild auf und setzt anschließend die Probe für $12s$ der $1,5\%$-igen HF aus. Danach nimmt an *derselben* Stelle wie vorher nochmals ein AFM-Bild auf. In *Abbildung* 4.5 sind die Aufnahmen gezeigt. Man erkennt keine Veränderung der Oberflächen-Struktur, obwohl die Ätze in derselben Zeit mehr als $3000nm$ (!) AlAs entfernt hätte. Schätzt man den maximalen Materialabtrag großzügig zu einer $\frac{1}{4}$ Monolage ab, so folgt für die Selektivität:

$$Sel(HF(1,5\%), (GaIn)(NAs)) > \frac{300\frac{nm}{s}}{\frac{1}{4} \cdot \frac{0,28nm}{12s}} = 5 \cdot 10^4$$

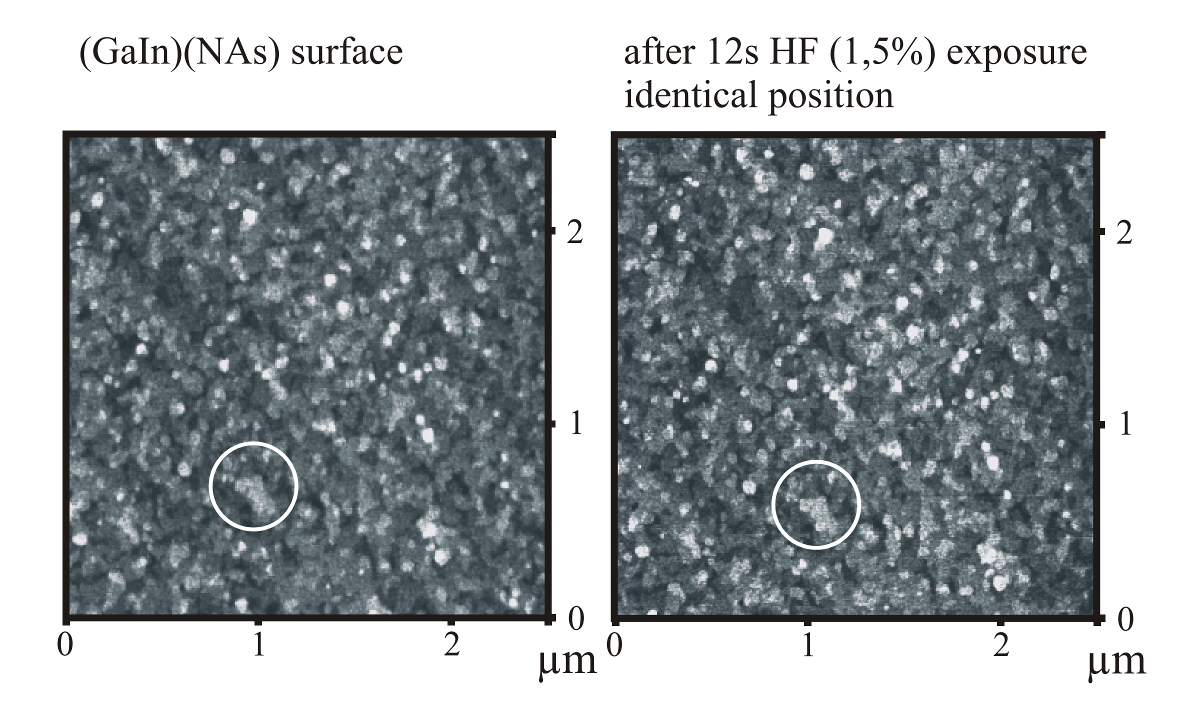


Abbildung 4.5: Selektivitätstest von 1, 5%-iger wässriger Flusssäure auf einer (GaIn)(NAs)-Oberfläche. Der Höhenmaßstab beträgt $1,2nm$ von schwarz nach weiss. Linkes Bild: unbehandelte Oberfläche. Rechtes Bild: Dieselbe Oberfläche nach $12s$ Behandlung mit HF(1, 5%).

Eine sehr gute, geeignete Selektivität ist also gewährleistet. Eine Verfälschung der Strukturinformation durch das Ätzverfahren wird nicht beobachtet.

Das Grenzflächenmaterial, dessen Morphologie man mit dem AFM (an Laborluft) abbildet, ist nicht der Halbleiterkristall selbst, sondern eine ein bis zwei Nanometer dicke Oxidschicht, die die ursprüngliche Oberflächenstruktur exakt nachbildet [57] (siehe auch die folgenden Auger-Messungen). Man muss für den Selektivitätsversuch relativ neue Oberflächen nehmen, weil die *trockene* Oxidation an Luft mit zunehmenden Probenalter kontinuierlich fortschreitet. Dicke Oxidschichten verfügen aber über eine verminderte Selektivität gegenüber Flusssäure, so dass man mit mehrere Monate alten Proben deutlich schlechtere Ergebnisse erhält. Die trockene Oberflächenoxidation führt auch dazu, dass die Qualität von gewöhnlichen AFM-Aufnahmen von Oberflächen alter Proben gegenüber denen, die auf jungen Oberflächen aufgenommen wurden, reduziert ist. Dies gilt *nicht* für Proben, deren Grenzfläche mit der beschriebenen Ätz-Methode freigelegt wurde. Auch die inneren Grenzflächen sind mit einem Oberflächenoxid versehen, welches die Grenzflächenstrukturen nachbildet, doch die *nasschemisch* erzeugten Oxide sind gegenüber weiterer Oxidation wesentlich stabiler. An ihnen ist kein Alterungsprozess beobachtet worden. Die Qualität von AFM-Aufnahmen, die ein Jahr nach dem Freilegen einer inneren Grenzfläche aufgenommen wurden, ist identisch mit denen, die unmittelbar nach dem Prozess gemacht wurden. Die unterschiedlichen Eigenschaften des nasschemisch erzeugten Oxides äußern sich auch in einem geänderten Ätzverhalten, was z.B. bei der nasschemischen Substratentfernung von Heterostrukturen für die Qualität der Proben eine wesentliche Rolle spielt.

4.2.1.2 Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)

Aufgrund einer möglichen AlN-Bildung auf inneren (GaIn)(NAs)→AlAs-Grenzflächen ist eine Untersuchung der chemischen Zusammensetzung der freigelegten Grenzfläche mittels der Auger-Elektronen-Spektroskopie unerlässlich. Um den schlechtest möglichen Fall einer inneren (GaIn)(NAs) →AlAs-Grenzfläche zu untersuchen, wurde eine kontinuierlich überwachsenen Grenzfläche ausgewählt, die nach dem beschriebenen Verfahren freigelegt wurde (0s Wachstumsunterbrechung, keine Spülzeit im Reaktor). Als Referenz diente eine mit gleichen Wachstumsparametern abgeschiedene (GaIn)(NAs)-Oberflächen-Probe. Die Messungen an der Oberfläche und der inneren Grenzfläche sind in *Abbildung* 4.6 dargestellt. Um störenden Einflüssen von verschiedenen Probenpositionen sowie von unterschiedlich starker Kontamination auf den Probenoberflächen Rechnung zu tragen, wurden die Spektren auf den Arsen-*Peak* durch lineare Expansion der x-Achse normiert; eine Anpassung der As-*Peak*-Höhe war nicht notwendig. Beide Spektren sind nahezu identisch. Die intensivsten *Peaks* stammen von Sauerstoff und Kohlenstoff und sind Folge der bereits beschriebenen Ausbildung einer Oberflächenoxidschicht und einer Kontamination, die von der Lagerung der Proben an

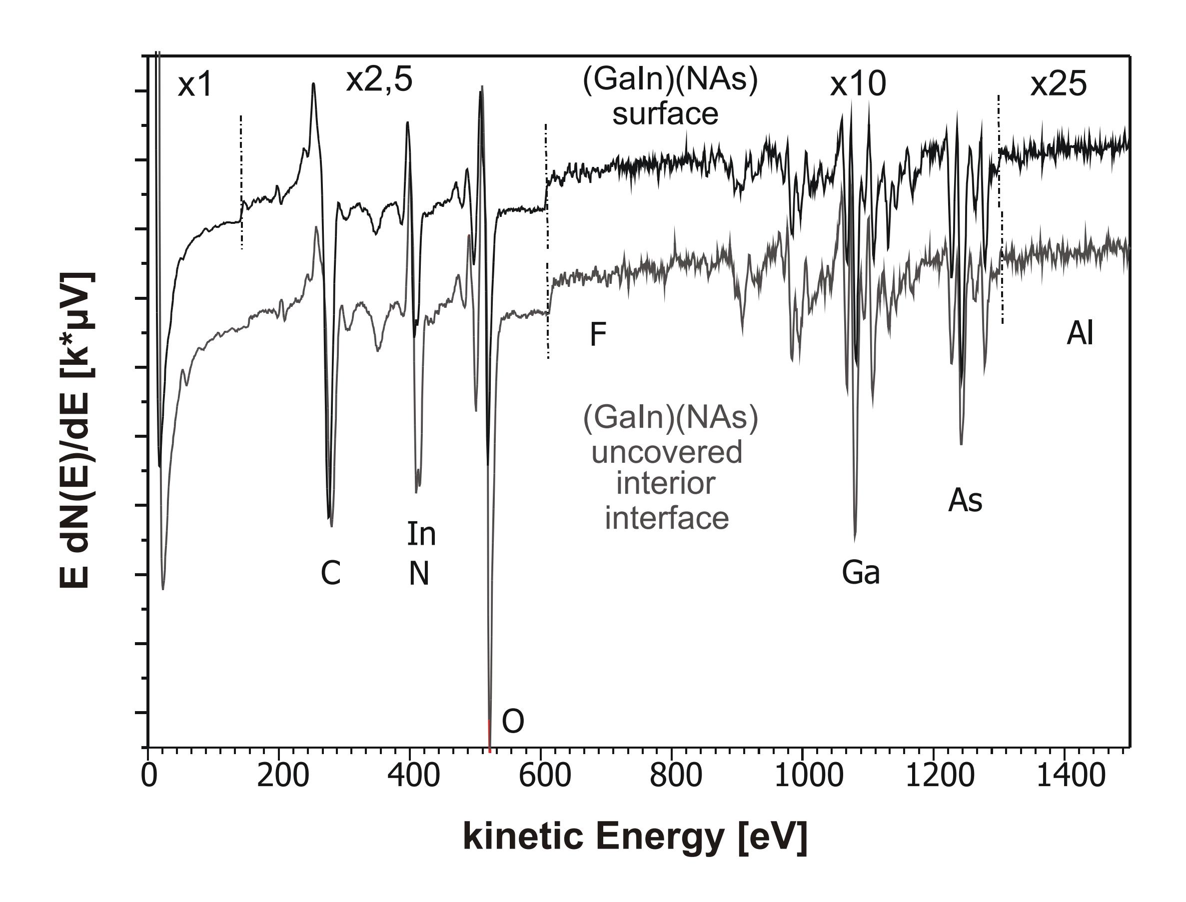


Abbildung 4.6: Auger-Elektronen-Spektren einer (GaIn)(NAs)-*Oberfläche* und einer freigelegten inneren (GaIn)(NAs)→AlAs-*Grenzfläche* . Die gestrichelten Linien markieren Wechsel im Verstärkungsfaktor. Die *Peak*-Gruppen sind mit den entsprechenden Elementen beschriftet.

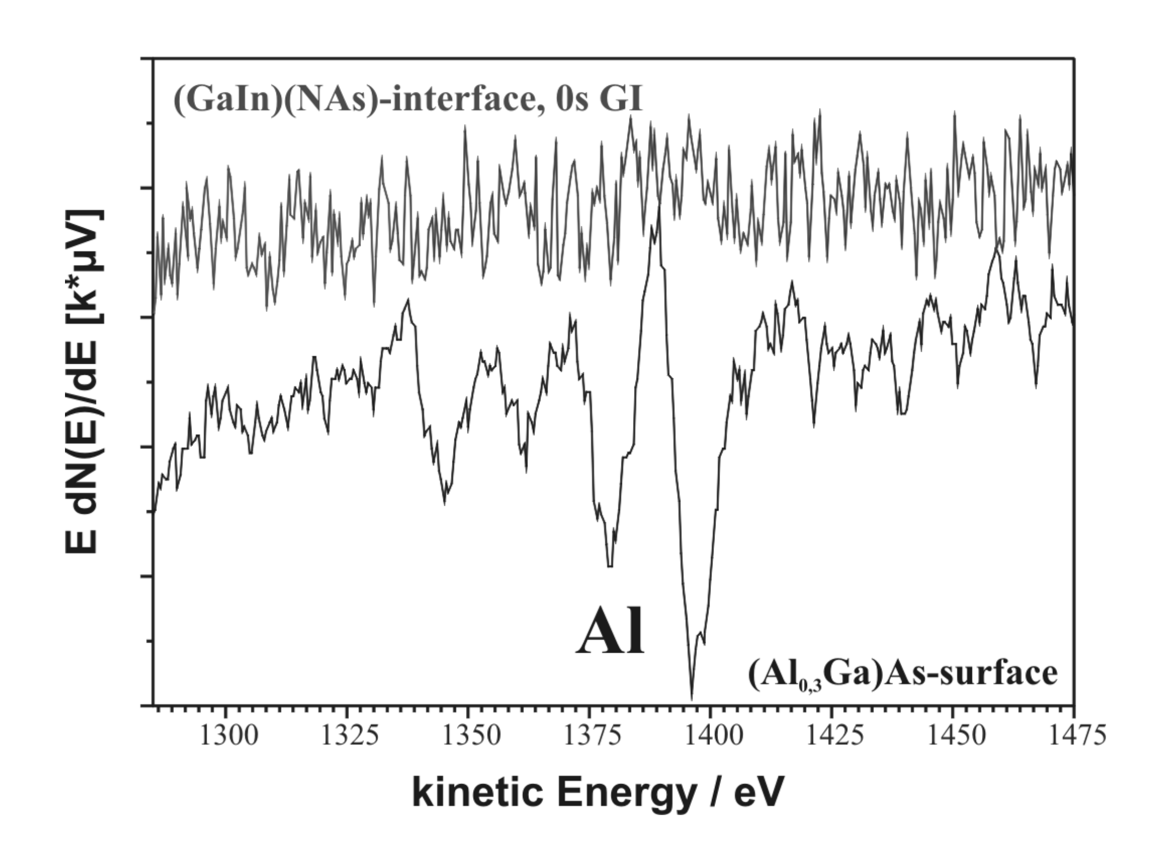


Abbildung 4.7: Auger-Elektronen-Spektren von einer $(Al_{0,3}Ga_{0,7})$As-Oberfläche (unten) und einer freigelegten inneren (GaIn)(NAs)-Grenzfläche (0s WU, oben). Das Spektrum der (GaIn)(NAs)-Grenzfläche wurde mit einer 2,5-fachen Empfindlichkeit aufgenommen.

Luft herrührt. Die *Peak*gruppe zwischen den Sauerstoff- und den Kohlenstoffsignalen ist Indium bzw. Stickstoff zuzuordnen. Leider liegen die Signale beider Elemente nahezu aufeinander und sind sehr unterschiedlich intensiv, so dass man das Auger-Signal nicht dazu nutzen kann, den Stickstoffgehalt im Material zu quantifizieren. Das Stickstoffsignal ist aufgrund der geringen Konzentration von bis zu $2,5\%$ im $(Ga_{0,7}In_{0,3})$(NAs) und der, im Vergleich zum Indium, prinzipiell deutlich kleineren Signalstärke (ca. $\frac{1}{4}$, [61]) mindestens fünfzig mal kleiner als das Indium-Signal. Eine Auswertung der N-Konzentration mit der erforderlichen Genauigkeit ($\Delta y_N < 0,5\%$) ist daher nicht möglich [57]. Alle weiteren *Peak*-Gruppen lassen sich Gallium und Arsen zuordnen. Fluor und Aluminium sind nicht nachweisbar.

Zur Quantifizierung der maximalen Al-Kontamination auf der inneren Grenzfläche wurde als weitere Bezugsprobe eine $(Al_{0,3}Ga_{0,7})$As-Oberfläche vermessen. In *Abbildung* 4.7 sind die Spektren der Grenzfläche und der (AlGa)As-Oberfläche im Energiebereich um die Al-Peakgruppe dargestellt. Die Messung der freigelegten *Grenzfläche* zeigt nur Rauschen, während die Al-Signale der *Oberflä-*

chenprobe deutlich erkennbar sind. Durch einen Vergleich der *Peak*- mit der Rausch-Intensiät kann die maximale Al-Belegung der (GaIn)(NAs)-Grenzfläche nach oben abschätzt werden: Die freie Weglänge von Elektronen mit einer Energie von $1400eV$ beträgt in Festkörpern vier bis 15 Monolagen [61]. Eine Al-Belegung der inneren Grenzfläche ist aber nur in den obersten beiden Atomlagen zu erwarten. Das Signal aus den ersten beiden Atomlagen einer *Volumenschicht* konstanter Zusammensetzung macht $12,5\%$ des Gesamtsignals aus[5]. Aus den Spektren ließt man ab, dass die Rauschhöhe des mit $2,5$-facher Empfindlichkeit aufgenommenen Grenzflächensignals $0,04\mu V$ beträgt und die Intensität des AES-Hauptpeaks der $(Al_{0,3}Ga_{0,7})$As-Schicht $0,2\mu V$. Damit ergibt sich für den maximalen Al-Gehalt in der obersten Monolage (=2 Atomlagen): $x(Al)_{max} = \frac{0,04}{0,2\cdot 2,5} \cdot \frac{30\%}{0,125} < 20\%$. Dieser Wert für freigelegte innere (GaIn)(NAs) →AlAs-Grenzflächen ist vergleichbar mit dem für GaAs→AlAs–Grenzflächen. Eine Aluminium-Kontamination der inneren Grenzflächen ist für Strukturuntersuchung mit dem AFM also unkritisch. Die Auger-Messung zeigt, dass die freigelegte innere Grenzfläche chemisch mit einer unbehandelten Oberfläche gleichwertig ist.

Da die Wachstumstemperatur aller im Rahmen dieser Arbeit untersuchten (GaIn)(NAs)-Proben nur $525°C$ für betrug, wurde auf die Herstellung einer Abkühlprobe, wie sie weiter oben für das GaAs(625°C)→AlAs-System beschrieben wurde, verzichtet. Der Vergleich einer abgekühlten Oberfläche mit einer freigelegten inneren Grenzfläche mit kurzer Wachstumsunterbrechung zeigt zwar deutliche Unterschiede im Detail, aber im Wesentlichen die gleichen charakteristischen Strukturmerkmale.

Die neuartige Grenzflächenuntersuchungsmethode konnte auf das (GaIn)(NAs) →AlAs-System erweitert werden. Sie steht nun für die Materialsysteme GaAs→AlAs, (GaIn)As→AlAs, Ga(NAs)→AlAs, (GaIn)(NAs)→AlAs und mit reduzierter Auflösung auch für $(Al_{x(Al)<30\%}Ga)$As→AlAs zur Verfügung. Es handelt sich um eine Methode, die einfach und schnell durchführbar ist, und die einen neuen, einzigartigen Zugang zur Untersuchung von Grenzflächenstrukturen und Strukturbildungsprozessen auf mesoskopischen Skalen ermöglicht. Aufgrund ihrer Zeitauflösung von einer Sekunde ist sie ideal geeignet, um Strukturbildungen in Wachstumsunterbrechungen zu untersuchen.

4.3 Strukturbildungsprozesse der Basismaterialien

Das Materialsystem (GaIn)(NAs)/Ga((N)As) zeigt im Vergleich zu konventionellen Materialsystemen, wie z.B. (AlGa)As/GaAs, einige neuartige, ungewöhnliche Strukturbildungsprozesse. Das bezieht sich sowohl auf das Material (GaIn)(NAs) selbst als auch auf Veränderungen, die es bei anderen Materialien bewirkt, die in

[5] $\int_0^2 \frac{1}{15} \exp(-\frac{x}{15})dx = 12,5\%$

einer Heterostruktur darauf abgeschieden werden. Im nächsten Abschnitt werden zunächst die charakteristischen Strukturen und Strukturbildung der Basismaterialien in Abhängigkeit von verschiedenen Wachstumsparametern besprochen. Im darauf folgenden Abschnitt werden dann die Auswirkungen des Einbaus von (GaIn)(NAs)-Schichten auf das Wachstum von Vielfach-Schichtstrukturen gezeigt. Die Strukturinformationen wurden vorwiegend mit der Grenzflächenuntersuchungsmethode gewonnen, weshalb die Ergebnisse sich auf *mesoskopische* und im Allgemeinen nicht auf mikroskopische Skalen beziehen. In dieser Arbeit sind die Strukturuntersuchungen auf Schichten beschränkt, die auf nominell exakt orientierten (100)-GaAs-Substraten abgeschieden wurden. Wachstumsexperimente auf 2°-fehlorientierten (100)-GaAs-Substraten haben in Vorversuchen ein kleineres Parameterfenster für die Abscheidung hochwertiger (Ga(In))(NAs)-Schichten ergeben. Es wurde zudem eine ungewöhnliche Strukturentwicklung gefunden, die noch eigenständig untersucht werden muss. Aufgrund des metastabilen Charakters des Materials und der hochverspannten Schichten erscheint fehlorientiertes Substrat nicht die beste Wahl für (GaIn)(NAs)-Quantenfilme zu sein. Man findet deshalb auch kaum Informationen in der Literatur dazu [62], [160]. Ohne theoretische Modellierung der Wachstumsvorgänge, wie sie erst in jüngster Zeit für GaAs, InAs oder (AlGa)As/AlAs durch kinetische Monte Carlo Simulationen zugänglich werden [63], [64], [65], ist eine atomistische Deutung der beobachteten Phänomene schwierig bzw. bleibt spekulativ. Mit Hilfe von Analogieschlüssen wird dennoch versucht, einige Ergebnisse zu deuten. Das vorliegende Datenmaterial kann zur Überprüfung und Anpassung von zukünftigen Wachstumsmodellen dienen. Aber auch die empirische Kenntnis der Strukturbildungsprozesse ist selbst ohne exaktes Wissen der zugrunde liegenden Mechanismen nützlich, erlaubt sie doch die Optimierung von neuen Heterostrukturen oder Bauelementen und ermöglicht die Korrelation von physikalischen Phänomenen mit realen Strukturinformationen.

4.3.1 GaAs auf GaAs

GaAs, das Basismaterial für alle in dieser Arbeit untersuchten Schichten, lässt sich in einem großen Wachstumsparameterbereich mit hervorragender struktureller und elektronischer Qualität herstellen. Wie Bernatz [53] gezeigt hat, kann man unter Verwendung der effizient zerlegenden Quellen TEGa und TBAs GaAs/(GaIn)As-Heterostrukturen im Temperaturbereich von 525°C bis 675°C auf exakt oder 2°-fehlorientierten (100)-GaAs-Substraten herstellen, die atomar abrupte Grenzflächen mit RMS-Rauhigkeiten[6] von unter $0,2 nm$ besitzen. Das Wachstum von binärem GaAs wird im Wesentlichen bestimmt von den Parametern: Wachstumsgeschwindigkeit, Stufendichte der Wachstumsoberfläche, Wachstumstemperatur und dem V/III-Verhältnis.

[6] $RMS := \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(z_i - \overline{z})^2}{N}}$

Die Wachstumsgeschwindigkeit gibt für die Elementarprozesse Adsorption, Diffusion, Einbau und Desorption auf der Wachstumsoberfläche einen Zeitrahmen vor. Sie wird bestimmt durch den Fluss der Gruppe-III-Elemente.

Die Stufendichte der (100)-Wachstumsoberfläche, die von der Fehlorientierung des Substrates abhängt, definiert eine charakteristische Längenskala. In Verbindung mit dem Diffusions- und Einbauverhalten bestimmt die Stufendichte den Wachstumsmodus. Erreichen die Gruppe-III-Atome in der ihnen zur Verfügung stehenden Zeit eine Stufenkante, wo sie bevorzugt eingebaut werden, so ergibt sich der sogenannte *step-flow*-Wachstumsmodus. Ansonsten nukleieren die Adatome als Inseln. Die in der Arbeit verwendeten exakten (100)-GaAs-Substrate sind vom Hersteller [67] mit einer Fehlorientierung von maximal $0,1^\circ$ spezifiziert. Das entspricht einer Stufenbreite von etwa $160nm$. Die AFM-Messungen an den Proben zeigen allerdings in der Regel deutlich größere Stufenabstände von typisch 1μm. Im Gegensatz zu gezielt fehlorientierten Substraten ist die Richtung der Stufenkanten unbestimmt. Sowohl die unterschiedlichen Stufenabstände als auch die unbestimmten Stufenrichtungen haben starken Einfluss auf die Grenzflächenmorphologie. Dies muss bei der Interpretation der im Folgenden gezeigten Bilder bedacht werden.

Die Abscheidetemperatur hat erhebliche Auswirkungen auf das Wachstum und die Eigenschaften der untersuchten Heterostrukturen. Sowohl die kinetischen Prozesse als auch die thermodynamisch bestimmten Eigenschaften (z.B. die As-Leerstellenkonzentration) sind temperaturabhängig und werden alle gleichzeitig durch eine Modifikation dieses Wachstumsparameters geändert. Die Temperatur bestimmt zum Beispiel (bei tiefen Wachstumstemperaturen) die Zerlegung der Ausgangssubstanzen und damit, neben den eingestellten Quellenflüssen, die Konzentration und die Art der Wachstumsspezies auf der Wachstumsoberfläche. Vor allen Dingen beeinflusst die Temperatur die Oberflächendiffusion, den Einbau und die Desorption der Adatome. Die Oberflächenvorgänge können als individuelle *hopping*-Prozesse von Adatomen theoretisch gedeutet werden [64]. Die Hüpfrate hängt dabei von materialspezifischen Aktivierungsenergien und von der thermischen Energie $k_B T$ ab. Die Dynamik der Strukturbildung auf Wachstumsoberflächen wird somit über die Temperatur beeinflusst. Aber auch das Auftreten der *mesoskopischen Inselstruktur* auf exakt orientierten (Ga(In))As-Grenzflächen (siehe weiter hinten) ist ein Temperatureffekt, der erst kürzlich entdeckt wurde, und der bisher theoretisch weder vorhergesagt noch erklärt wurde [54], [53], [56], [70].

Das V/III-Verhältnis[7] legt die Belegung der Wachstumsoberfläche mit der Arsenspezies fest (MOVPE: $As - H$, MBE: As_2). Aufgrund der inkongruenten

[7] Allgemeine Definition:

$$V/III := \frac{\sum p_p(Gruppe - V - Quellen)}{\sum p_p(Gruppe - III - Quellen)}$$

Verdampfung von Arsen ab einer Temperatur von $470°C$ besitzen epitaktisch abgeschiedene GaAs-Filme trotz eines $V/III > 1$ ein stöchiometrisches Ga-zu-As-Verhältnis. Das V/III-Verhältnis bestimmt in Verbindung mit der Temperatur die Oberflächenrekonstruktion und hat damit Auswirkungen auf das Wachstum und die Struktur innerer Grenzflächen. Auch die Dynamik von Strukturveränderungen auf inneren Grenzflächen ist abhängig von dieser Größe, wie weiter hinten noch gezeigt wird.

4.3.1.1 Strukturbildung in Wachstumsunterbrechungen

Im Folgenden werden die Einflüsse einiger der angesprochenen Wachstumsparameter auf die Strukturen innerer GaAs-Grenzflächen beschrieben. Dabei wird sich auf den Parameterbereich konzentriert, in dem man hochwertige Proben erhält, und der für das neuartige Materialsystem (GaIn)(NAs) relevant ist[8]. Wegen der Metastabilität von (GaIn)(NAs) bedeutet das insbesondere die Beschränkung auf niedrige Wachstumstemperaturen von $525°C$ für die meisten Grenzflächenuntersuchungen. Das einfachste Experiment die Dynamik von Strukturbildungsprozessen studieren zu können, ist die Untersuchung von inneren Grenzflächen, die nach definierten Wachstumsunterbrechungszeiten (WU) eingefroren werden. Die beobachteten Prozesse stellen dabei kein *Wachstum* dar, da kein neues Material mehr deponiert wird. Es handelt sich vielmehr um eine Umlagerung von bereits vorhandenem GaAs durch Diffusion. In *Abbildung* 4.8 sind GaAs-Grenzflächen gezeigt, die bei 525°C abgeschieden und nach $0s$, $10s$, $40s$ und $120s$ überwachsen wurden. Während der Wachstumsunterbrechung wurde die Grenzfläche unter dem TBAs-Partialdruck stabilisiert, der während des GaAs-Wachstums verwendet wurde. Erst während des Überwachsprozesses mit AlAs wurde das V/III-Verhältnis auf 35 bis 40 erhöht (durch Erhöhung des TBAs-Partialdrucks), um einen übermäßigen Kohlenstoffeinbau in das AlAs zu vermeiden. Bei den Proben handelt es sich um $(GaIn_{0,11})$As-Einfach-Quantenfilme, die jeweils in $200nm$ dicke GaAs-Barrieren eingefasst sind. Die betrachtete GaAs-Barrieren-Oberseite hat, wie aus zahlreichen anderen Experimenten folgt, die gleiche Struktur wie homoepitaktisch abgeschiedenes GaAs. Das Material wurde mit einer Wachstumsgeschwindigkeit von $0,3nm/s$ (ca. $1ML/s$) bei einem V/III-Verhältnis von *vier* abgeschieden. Man erkennt eine zunehmende *Ausglättung* der Grenzfläche während der Wachstumsunterbrechung. Es bildet sich aus einer relativ feingliedrigen, zerrissenen Struktur, die aus zahlreichen kleinen Inseln besteht, eine Terrassenlandschaft heraus, die mit wenigen großen Inseln bedeckt ist.

Ausglätten ist hier definiert als eine Vergrößerung von lateralen Strukturen bei gleichzeitiger Verkleinerung oder Beibehaltung der vertikalen Strukturgröße. Die kontinuierlich überwachsene Probe weist demnach die *raueste* Grenzfläche auf. Man beachte bei der Begriffswahl „rau“ aber die stark verzerrte Darstellung von

[8] Es wurde vor allem das $1,3\mu m$-Laser-Material untersucht.

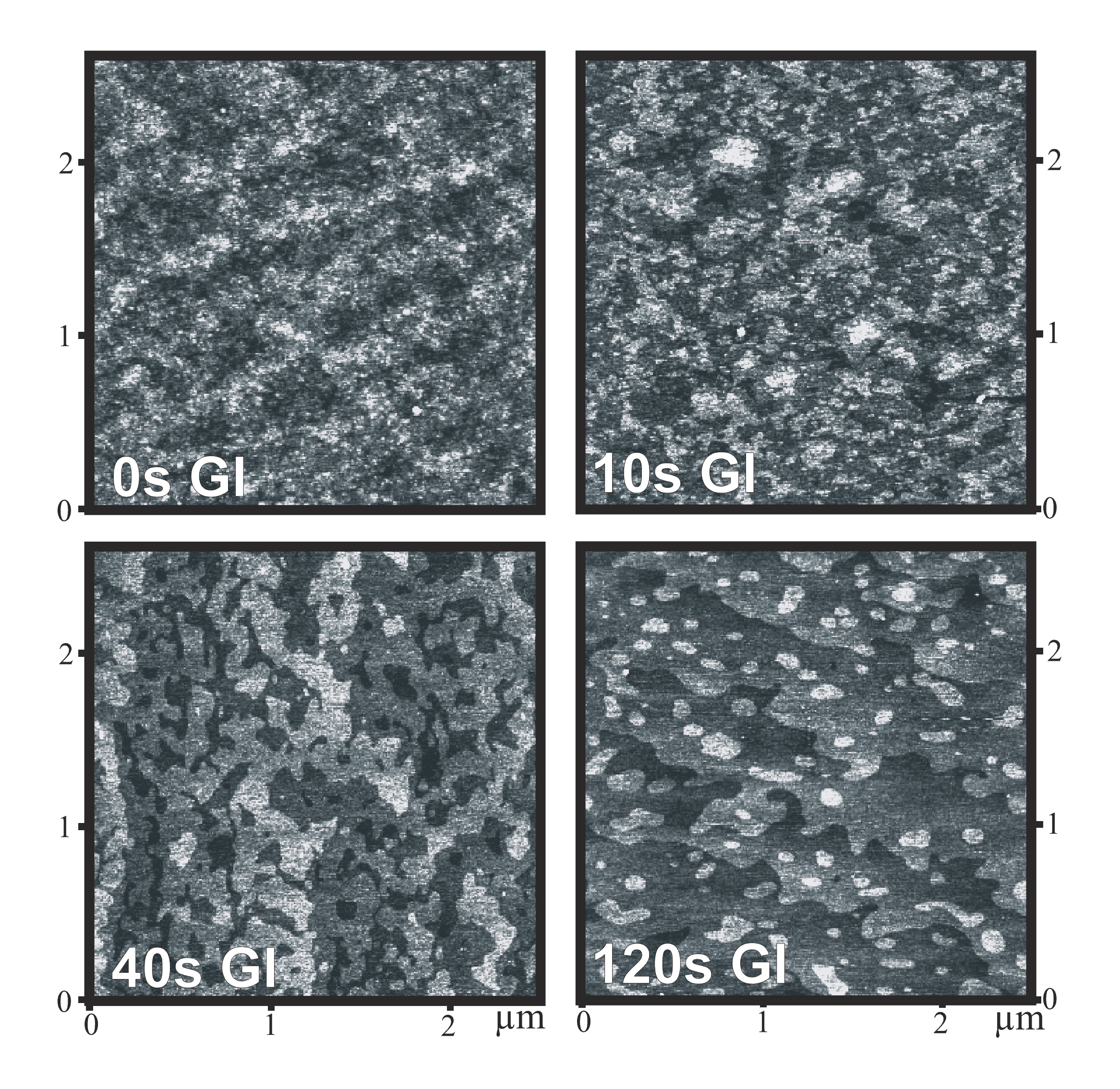


Abbildung 4.8: AFM-Aufnahmen von freigelegten inneren GaAs→AlAs-Grenzflächen. Die Proben wurden auf exakten Substraten bei $525°C$ und einem V/III-Verhältnis von 4 abgeschieden. Die Wachstumsunterbrechungszeit von von $0s$ bis $120s$ variiert. Die z-Skala beträgt $0,7nm$ für alle Bilder.

AFM-Bildern. Über den großen Probenbereich von $2,5\mu m \cdot 2,5\mu m$ beträgt die Höhenmodulation nur vier Monolagen (!), die z-Achse ist also sehr stark gedehnt. Die Inseln sind jeweils nur eine Monolage hoch und haben, was man besonders deutlich bei den lang wachstumsunterbrochenen Grenzflächen sehen kann, eine längliche Form. Ob die Elongation immer in $[0\bar{1}1]$- oder auch in [011]-Richtung verläuft, lässt sich leider im Nachhinein nicht mehr rekonstruieren[9]. Die Rekonstruktion der Wachstumsoberfläche [71], [72], deren Vorhandensein auch für das MOVPE-Wachstum als sicher gilt [101], [75], prägt der Grenzflächenstruktur eine Anisotropie auf. Diese äußert sich dann einerseits in der rechteckig-länglichen Form von Inseln (siehe z.B. *Abbildung* 4.3) und andererseits in der Struktur von Stufenkanten, die je nach Richtung der Fehlorientierung eher „ausgefranst" oder glatt sein kann [54]. Für die (2x4)-Rekonstruktion, bei der die Arsen-Dimere in der$[0\bar{1}1]$-Richtung ausgerichtet sind, wurde auf viel kleinerem Maßstab (an den Kanten von Monolagenstufen auf vizinalen Substraten) theoretisch untermauert und praktisch nachgewiesen, dass Inseln in$[0\bar{1}1]$-Richtung stabiler sind als in [011]-Richtung [73], [74]. Ob diese Rekonstruktion allerdings bei den niedrigen Wachstumstemperaturen von $525°C$ und einem V/III-Verhältnis von 4 im MOVPE-Reaktor vorliegt, ist a priori nicht klar. Im Temperaturintervall zwischen $500°C$ und $550°C$ geht die (2x4)-Rekonstruktion in die arsenreichere (4x4)-Rekonstruktion über, bei der die Arsen-Dimere senkrecht zu denen der (2x4)-Rekonstruktion verlaufen. Der Übergang hängt neben der Temperatur auch noch vom V/III-Verhältnis ab.

Aus der Analyse der Inselgrößen ergibt sich das Verhältnis der langen zur kurzen Insel-Achse für *alle* Wachstumsunterbrechungszeiten zu $d_{langeAchse}/d_{kurzeAchse} = 1,68$ mit einer Standardabweichung von $0,43$ ($\pm 25\%$). Etwas höhere Werte ($1,85$ $\pm 0,45$) wurden für Inseln auf inneren Grenzflächen und GaAs-Oberflächen gefunden, die bei 625°C abgeschieden und dann eingefroren bzw. abgekühlt wurden (($Al_{0,3}$Ga)As(75nm)|**GaAs**(10nm)→AlAs-Grenzfläche, $V/III = 20$).

Der Ausglättungsvorgang während Wachstumsunterbrechungen führt bei GaAs letztendlich *immer* zu einer Terrassenlandschaft, deren Stufen jeweils eine Monolage hoch sind[10]. Zunächst sind die Flächen der Monolagen-Terrassen noch nicht geschlossen sondern mit Löchern durchsetzt, und die Terrassen tragen zahlreiche kleine Inseln[11]. Die Stufenkanten weisen eine starke Krümmung auf und sind verschlungen. Mit zunehmender Unterbrechungszeit schließen sich die Löcher in den Terrassenflächen, die Größe der Inseln nimmt zu während ihre Anzahl abnimmt und die Stufenkanten werden gerader. Die Strukturentwicklungsprozesse sind mit

[9] Die Bildkanten verlaufen parallel zu den (011)-, bzw. $(01\bar{1})$-Spaltfläche der Proben. In welcher Orientierung die Proben zur Messung eingebaut wurden, ist nicht notiert worden.

[10] Das gilt nur für exakte (100)-Substrate. Wachstumsunterbrechungen auf vicinalen Substraten zeigen in Wachstumsunterbrechungen die Ausbildung von Makrostufen [53].

[11] Die Terrassenstruktur ist erst bei der 40s wachstumsunterbrochenen Struktur gut erkennbar. Bei höheren Wachstumstemperaturen erkennt man sie im Allgemeinen deutlich früher; bei $625°C$ z.B. schon nach $2s$ [56].

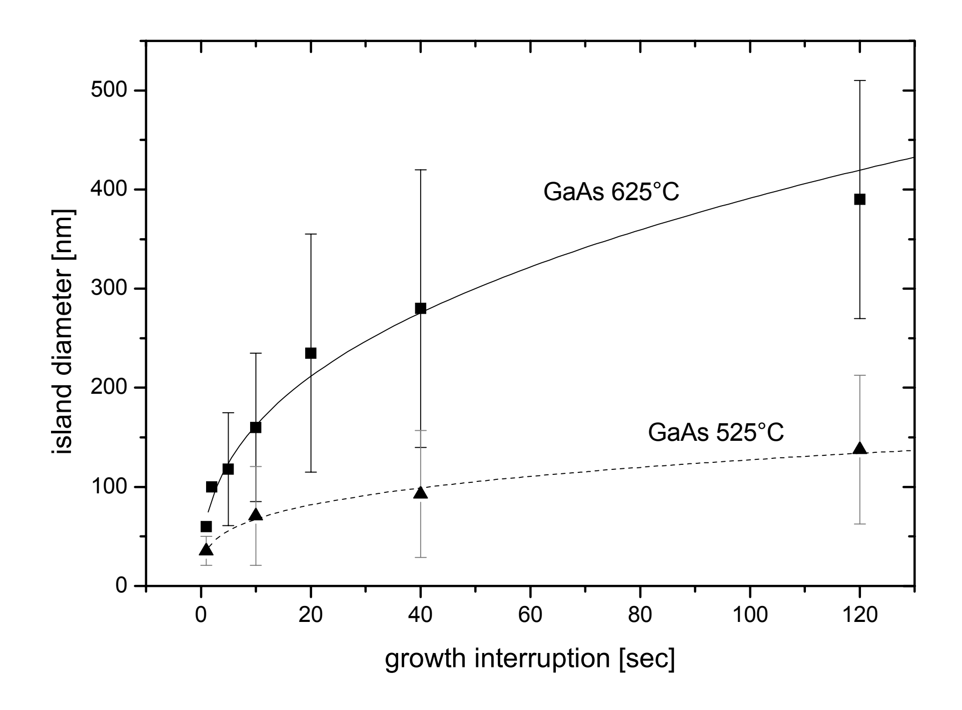


Abbildung 4.9: Mittlerer Inseldurchmesser auf exakt orientierten inneren (100)-GaAs-Grenzflächen in Abhängigkeit von der Wachstumsunterbrechungszeit.

dem Auge auf AFM-Bildern leicht zu erkennen. Eine (automatisierte) Quantifizierung des Prozesses ist allerdings nicht einfach. Als charakteristische Strukturgröße kann man den Durchmesser von Inseln heranziehen und deren zeitliche Entwicklung studieren. Als Insel wird die oberste zusammenhängende Monolagenschicht betrachtet, die nach allen Seiten durch eine Stufe nach unten begrenzt ist. Durch Ausmessen der langen und kurzen Inselachsen (in $[0\bar{1}1]$-, bzw. [011]-Richtung) *aller* Inseln in einem definierten Bereich, gewinnt man eine statistische Aussage über die Dynamik der lateralen Strukturentwicklung.

In *Abbildung* 4.9 ist der mittlere Durchmesser der langen Inselachsen als Funktion der Wachstumsunterbrechungszeit dargestellt. Die untere Kurve gilt für die gezeigte Probenserie bei $525°C$, die obere für eine analoge Untersuchung an inneren GaAs-Grenzflächen, die bei $625°C$ abgeschieden und überwachsen wurden [54]. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichung der Inselgrößen. Man erkennt an den großen Standardabweichungen, dass die individuellen Inselgrößen sehr stark auf einer Grenzfläche variieren (viel mehr als das Verhältnis von kurzer zur langen Achse einer Insel!). Für eine qualifizierte Aussage muss daher eine möglichst große Anzahl von Inseln vermessen werden. Der mittlere Inseldurchmesser nimmt kontinuierlich mit der Wachstumsunterbrechungszeit zu, wobei gleichzei-

tig die Steigung der Kurve abnimmt. Man könnte vermuten, dass die Kurven sättigen. Tatsächlich gibt es in der Praxis eine maximale laterale Strukturgröße, die das unbeschränkte Wachstum beschränkt. Diese Größe ist die Terrassenbreite, die von der Fehlorientierung des Substrates vorgegeben ist. Allerdings ist für ein anderes System ein quantitatives Strukturbildungs-Verhalten gefunden worden, das diesem Kurvenverlauf ähnelt. Es handelt sich dabei um die Ausbildung von Makrostufen auf vizinalen (Ga(In))As-Grenzflächen in Wachstumsunterbrechungen. Auch dieser Prozess ist durch die Diffusion bereits deponierten Materials auf (100)-Facetten bestimmt. Er führt aber, im Gegensatz zu Wachstumsunterbrechungen auf exakten Grenzflächen, zu einer *Aufrauhung* der Grenzfläche [77]. Motiviert durch theoretische Untersuchungen von Tersoff [78] wurde die zeitliche Entwicklung der charakteristischen Strukturgröße d (dort der Stufenhöhe) durch ein Potenzgesetz der Form

$$d = C \cdot t^{\gamma}$$

angepasst. Eine Strukturentwicklung, die einem Potenzgesetz folgt, zeigt allerdings keine Sättigung, was für fehlorientierte Substrate bis zu sehr langen Wachstumsunterbrechungszeiten von 10 Minuten bestätigt werden konnte. Obwohl wesentliche Unterschiede zwischen dem vizinalen und dem exakten System vorliegen und es fraglich ist, ob man den Formalismus einfach übertragen darf, wurden die Messpunkte mittels des Potenzgesetzes angepasst (durchgezogenen Linien in *Abbildung* 4.9). In *Abbildung* 4.10 sind die Messdaten doppelt-logarithmisch aufgetragen[12]. Den kontinuierlich überwachsenen Grenzflächen wurde jeweils eine Wachstumsunterbrechungszeit von einer Sekunde zugeordnet, was der Zeit entspricht, die zum Überwachsen der Grenzfläche benötigt wird. Zusätzlich zu den Messwerten der langen Inselachsen sind für die 525°C-Serie noch die dazugehörigen kurzen Inselachsen aufgetragen. Es zeigt sich, dass in dieser Auftragung tatsächlich eine lineare Funktion die Datenpunkte für beide Temperaturen über zwei Größenordnungen gut beschreibt. Die Steigungen B (entspricht dem Exponenten γ) der $525°C$-Serien betragen $0,275$ ($\pm 0,017$) für die lange und $0,262$ ($\pm 0,021$) für die kurze Inselachse, was im Rahmen des Fehlers gleich ist. Die Achsenabschnitte ergeben sich für die lange Inselachse zu $1,554$ ($\pm 0,023$) und zu 1,349 ($\pm 0,030$) für die kurze. Das bedeutet, dass ein asymmetrischer Bildungsblock gleichmäßig mit der Zeit wächst und dabei das Längen- zu Breiten-Verhältnis beibehält, woraus eine unterschiedliche Wachstumsgeschwindigkeit in $[0\bar{1}1]$- und [011]-Richtung folgt. Das zeitliche Skalierungsgesetz, das durch den Exponenten bestimmt wird, ist für diesem Grenzflächentyp *unabhängig* von der Art der ausgemessenen Strukturgröße. Die Steigung der Ausgleichsgeraden der $625°C$-Messwerte beträgt $0,382$ ($\pm 0,024$) und der Achsenabschnitt $1,828$ ($\pm 0,029$). Man erkennt an der größeren Steigung, dass bei $625°C$ die Dynamik der Strukturänderung gegenüber $525°C$ deutlich beschleunigt ist.

[12] $\log d = \log C + \gamma \cdot \log t$, mit $\log C = A$ und $\gamma = B$ in *Abbildung* 4.10.

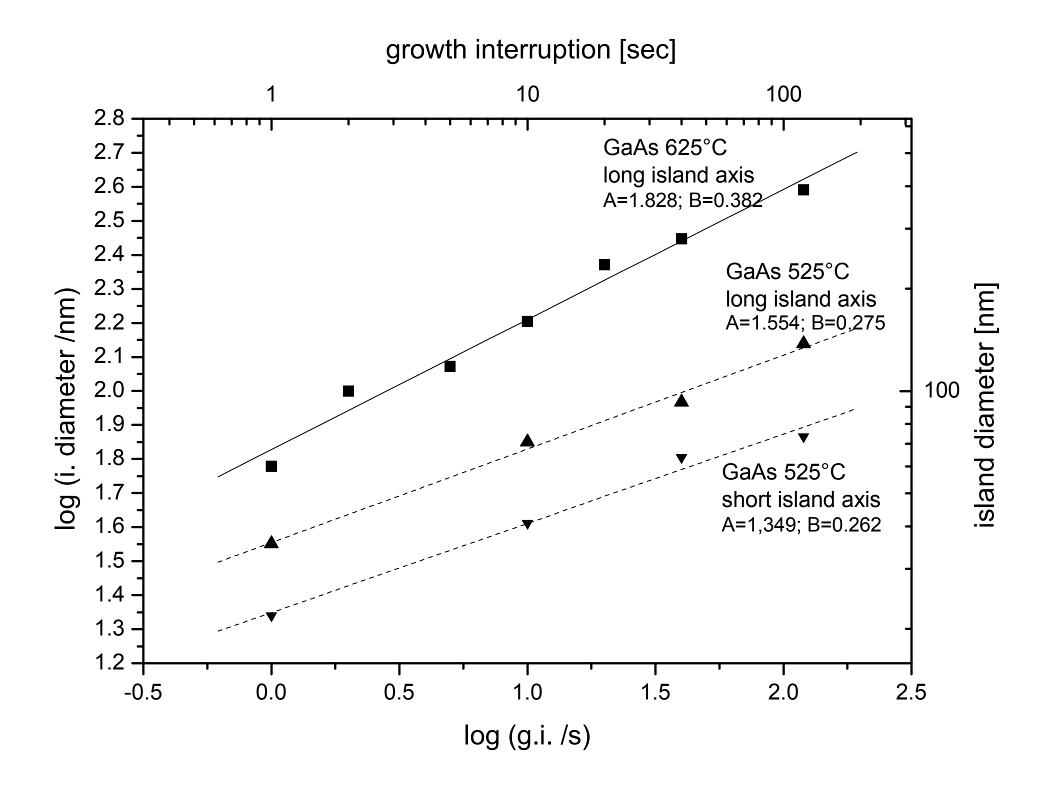


Abbildung 4.10: Doppelt-logarithmische Auftragung der mittleren Inseldurchmesser auf exakten, inneren (100)-GaAs-Grenzflächen als Funktion der Wachstumsunterbrechungszeit.

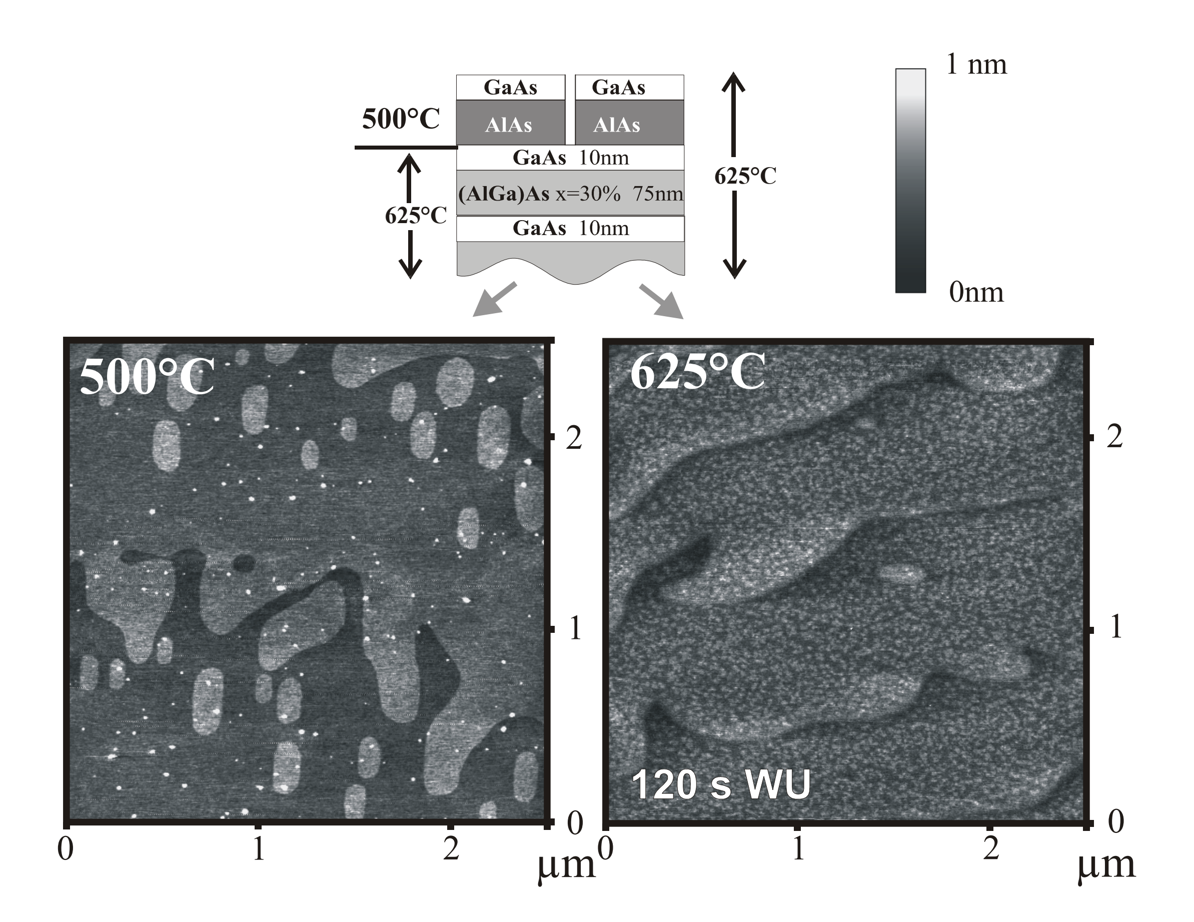


Abbildung 4.11: Vergleich zweier innerer GaAs-Grenzflächen, die bei 500°C bzw. bei 625°C überwachsen wurden. Die rechte Probe (625°C) zeigt eine neuartige *mesoskopische Inselstruktur*, die bei niedrigeren Überwachstemperaturen nicht auftritt (500°C).

4.3.1.2 Mesoskopische Inselstruktur

Der Strukturbildungstyp auf inneren GaAs-Grenzflächen ist unter den betrachteten Wachstumsbedingungen unabhängig von der Wachstumstemperatur. Es liegt das monolagenweise zweidimensionale Inselwachstum vor (kurz: Monolagenwachstum oder Terrassenwachstum). Man könnte nun annehmen, dass man bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen durch Anpassen der jeweiligen Wachstumsunterbrechungszeiten identische Grenzflächenmorphologien erzeugen könnte. Es gibt aber einen wesentlichen Unterschied zwischen den Grenzflächen, die bei niedrigen und bei höheren Temperaturen überwachsen werden. In *Abbildung* 4.11 sind Detailaufnahmen einer 120s wachstumsunterbrochenen GaAs-Grenzfläche, die bei 625°C abgeschieden und überwachsen wurde, und der Abkühlprobe, die bei 500°C überwachsen wurde, gezeigt. Die Abkühlprobe zeigt die glatten Monolagenstufen, die man von Oberflächenproben kennt. Die bei 625°C überwachsene Probe weist dagegen eine zusätzliche Struktur auf den Terrassen-

flächen auf. Es handelt sich um eine *mesoskopische Inselstruktur*, die in [56] und [69] erstmals beschrieben wurde. Auch auf inneren (GaIn)As-Grenzflächen kann man diese Struktur nachweisen[54], [53]. Die mesoskopischen Inseln sind eine Monolage hoch und haben einen Durchmesser, der von der Temperatur abhängt[13], bei der sie überwachsen werden. Je höher die Temperatur ist, desto größer sind die Inseldurchmesser (z.B. bei $625°C$ $\overline{d} = 20nm$, bei $675°C$ $\overline{d} = 35nm$). Für Wachstumstemperaturen unterhalb von $575°C$ kann man die Struktur mit der Grenzflächenuntersuchungsmethode nicht mehr detektieren. Vermutlich geht sie für tiefere Temperaturen in die aus STM und PL-Untersuchungen bekannte sogenannte Mikrorauhigkeit über [81], [79], [80]. Das Auftreten der Inselchen ist *unabhängig* von der Wachstumsunterbrechungszeit: man findet sie ebenso auf $2s$ wie auf $600s$ wachstumsunterbrochenen Proben. Es handelt sich also um eine Struktur, die sich grundsätzlich von den zuvor besprochenen *makroskopischen* Inseln unterscheidet. Das Auftreten der mesoskopischen Inselstruktur hängt nicht von der Wachstumstemperatur der Schicht ab, sondern von der Temperatur, bei der die Grenzfläche fixiert wird. Die Abkühlprobe aus *Abbildung* 4.3 wurde bei $625°C$ abgeschieden, dann abgekühlt und bei tiefen Temperaturen fixiert. Sie zeigt die Struktur nicht. Proben, die bei $525°C$ abgeschieden wurden und zu diesem Zeitpunkt die mesoskopische Inselstruktur *nicht* aufwiesen (siehe *Abbildung* 4.8), und dann *vor* dem Überwachsen mit AlAs in einer Wachstumsunterbrechung auf $625°C$ aufgeheizt wurden, zeigen die mesoskopische Inselstruktur, ebenso wie Proben, die bei $625°C$ abgeschieden und bei $625°C$ überwachsen wurden. Es handelt sich also um einen thermodynamischen Gleichgewichtseffekt.

Die mesoskopische Inselstruktur ist eine Eigenschaft des Halbleiterkristalls, die unabhängig vom verwendeten Wachstumsverfahren auftritt. Sie ist ebenfalls für innere GaAs-Grenzflächen nachgewiesen worden, die mittels MBE abgeschieden wurden. In *Abbildung* 4.12 sind zwei innere MBE-GaAs-Grenzflächen gezeigt, die bei (nominell) $620°C$ und $660°C$ abgeschieden und überwachsen wurden [60]. Auf der $660°C$-Probe kann man deutlich eine mesoskopische Inselstruktur erkennen, die die Terrassenflächen bedeckt und die eine Monolage hoch ist. Sowohl von der Form als auch der Größe unterscheidet sie sich jedoch von der mesoskopischen Inselstruktur auf entsprechenden MOVPE-Proben. Auf der MBE-Probe sind die mesoskopischen Inseln anisotrop in $[0\overline{1}1]$-Richtung elongiert und ein größerer Anteil der Terrassenfläche ist mit Inselchen bedeckt als bei den MOVPE-Proben. Zudem reichen sie bei den MBE-Proben bis zum Terrassenrand, während es bei den MOVPE-Proben einen Saum entlang der Insel- bzw. Terrassen-Kanten gibt, der nicht mit mesoskopischen Inseln bedeckt ist. Besonders deutlich wird der Unterschied zwischen MBE- und MOVPE-Proben, wenn man die bei $620°C$ (MBE) bzw. $625°C$ (MOVPE) gewachsen Schichten vergleicht. Die MBE-Probe zeigt bei dieser Temperatur noch keine Andeutung der Struktur,

[13] Der Durchmesser hängt bei (GaIn)As-Proben zusätzlich vom In-Gehalt ab. Je höher der Indiumgehalt, desto größer der Inseldurchmesser.

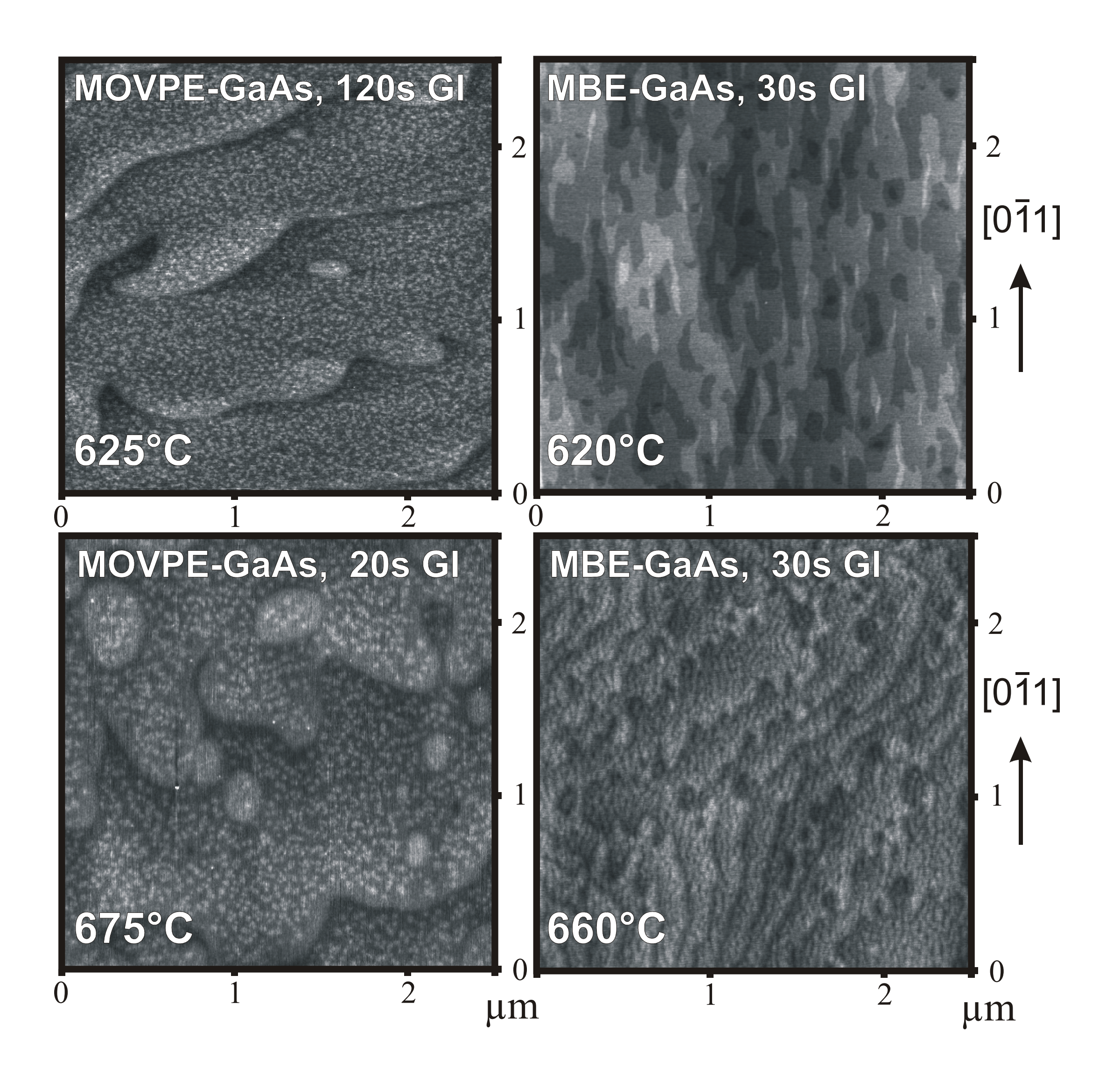


Abbildung 4.12: Mesoskopische Inselstruktur auf inneren GaAs-Grenzflächen von *MOVPE*- bzw. von *MBE*-Proben. Der z-Maßstab der AFM-Bilder beträgt 1nm außer für die obere MBE-Probe. Dort beträgt er 2nm.

während sie auf MOVPE-gewachsenem Material bereits deutlich ausgeprägt ist. (Bei einem direkten Vergleich der nominellen Temperaturen muss man allerdings bedenken, dass die Ermittlung der Temperaturwerte auf unterschiedliche Weise und mit unterschiedlicher Genauigkeit in MBE- und in MOVPE-Systemen von statten geht.) Auch die makroskopischen Grenzflächenstrukturen der MBE-Proben unterscheiden sich von denen der MOVPE-Proben, insbesondere durch die wesentlich ausgeprägtere Anisotropie und ihre kleinere Strukturgröße. Sie sind Folge der unterschiedlichen Wachstumsbedingungen in MBE- bzw. in MOVPE-Systemen[14]. Eine Modellvorstellung, die das temperaturabhängige Auftreten der mesoskopsichen Inselstruktur erklärt, gibt es bislang noch nicht. Entsprechend sind auch die Wachstumsprozesse bei MOVPE und MBE, die zu den gezeigten Gemeinsamkeiten aber auch zu den charakteristischen Unterschieden führen, noch nicht vollständig aufgeklärt. Untersuchungen am (AlGa)As/GaAs-System [82] und am GaAs/($GaIn_{0,11}$)As-System [53] zeigen, dass die *mesoskopische* Inselstruktur die optischen Eigenschaften von Quantenfilmen maßgeblich beeinflusst. Reduziert man durch Temperaturanpassung die Größe der mesoskopischen Inseln, so dass sie mit der Grenzflächenanalysemethode nicht mehr detektierbar sind ($d < 10nm$), so verbessern sich die optischen Kenndaten deutlich (PL- und PLE-Linienbreiten, Stokes Shift). Die *makroskopische* Insel-Struktur hat dagegen beim Vorliegen von Monolagenterrassen nahezu keinen Einfluss auf die optische Güte[15].

4.3.1.3 V/III-Verhältniss und Wachstumsgeschwindigkeit

Scheidet man GaAs bei einer Wachstumstemperatur von $525°C$ und einer Wachstumsgeschwindigkeit von etwa einer Monolage pro Sekunde bei einem V/III-Verhältnis von 4 ab, so erhält man den vorgestellten Monolagenterrassen-Wachstumsmodus, der sehr glatte Grenzflächen erzeugt. Das kennzeichnende Charakteristikum für diesen Wachstumsmodus ist, dass man (nach kurzer Wachstumsunterbrechungszeit) im Allgemeinen keine Inseln findet, die auf Inseln wachsen, und dass man leicht die Terrassen der Fehlorientierung erkennen kann. Durch das Fehlen von Inseln auf Inseln ist die maximale Höhenmodulation auf einer Terrasse auf drei Monolagenstufen beschränkt: Die Terrasse, eine Insel auf der Terrasse und ein Loch in der Terrasse. Erhöht man bei ansonsten gleichen Abscheidebedingungen das V/III-Verhältnis auf 10 oder 20, so kann man eine Änderung der typischen Wachstumscharakteristik von GaAs beobachten, die mit einer zuneh-

[14]Ein wesentlicher Unterschied neben der UHV-Umgebung (MBE) im Vergleich zur H_2-Atmosphäre (MOVPE) ist z.B. die aktive As-Spezies auf der Wachstumsoberfläche: MBE: As_2, MOVPE: $As - H$.

[15]Das gilt dann, wenn die makroskopische Grenzflächenstruktur Monolagenwachstum aufweist. Wenn die Grenzfläche eine (erhebliche) Rauhigkeit aufgrund von Insel-auf-Insel-Wachstum zeigt, werden die optischen Kenndaten schlechter und somit von der makrsokopischen Struktur beeinflusst [53].

menden Aufrauung der Grenzflächenmorphologie einhergeht. In *Abbildung* 4.13 Teilbild 1 und 2 sind innere GaAs-Grenzflächen dargestellt, die $40s$ wachstumsunterbrochen wurden, damit man die Grenzflächencharakteristik besser erkennen kann. Die erste Probe ist mit einem V/III-Verhältnis von vier abgeschieden worden, die andere mit 20. Man beachte die unterschiedlichen Höhenskalen von $0,7nm$ und $2nm$. Bei der zweiten Probe findet man statt der Monolagen-Terrassen das Wachstum von Inseln auf Inseln, wobei von der Basislage bis zu den obersten Inseln bis zu acht Monolagen übereinander liegen. Es handelt sich um eine andere Wachstumscharakteristik, die, mit abgeschwächter Höhenmodulation, auch schon bei einem V/III-Verhältnis von 10 beobachtet wird. Die Ursache für den anderen Wachstumsmodus könnte z.B. der Übergang von der (2x4)- zur (4x4)-Rekonstruktion sein. Denkbar wäre auch ein geändertes Diffusionsverhalten auf der Wachstumsoberfläche durch den erhöhten TBAs-Partialdruck oder der Einbau von As-*Antisites*, der evtl. über ein lokales Verspannungsfeld das GaAs-Wachstum um den Defekt herum beeinflusst. Ob eine der Mutmaßungen über die Ursache zutrifft, lässt sich bisher nicht sagen.

Die Höhenmodulation der Probe, die mit einem V/III-Verhältnis von 20 abgeschiedenen wurde, bewirkt eine merkliche Verschlechterung der optischen Kenngrößen im Vergleich zu den Proben, die mit einem V/III-Verhältnis von 4-5 abgeschieden wurden [53, S. 103]. Während bei einer Wachstumstemperatur von $625°C$ das V/III-Verhältnis problemlos in einem deutlich größeren Bereich gewählt werden kann, ist der Parameterbereich bei 525°C eingeschränkt. Aufgrund der fehlenden mesoskopischen Inselstruktur kann man aber letztendlich bei $525°C$ bessere Resultate erhalten.

Reduziert man die Wachstumsgeschwindigkeit bei $525°C$ auf (etwa) ein achtel $(0,043nm/s)$ und stellt ein V/III-Verhältnis von 20 ein, so erhält man wieder glatte Grenzflächen, wie in *Abbildung* 4.13, Teilbild 3 erkennbar ist. Die unterschiedliche Grenzflächenmorphologie, die bei konstantem, hohen V/III-Verhältnis aus unterschiedlichen Wachstumsgeschwindigkeiten resultiert, könnte zum einen einfach Folge des niedrigeren absoluten TBAs-Partialdruckes bei der reduzierten Abscheiderate sein. Zum anderen stellt man durch die reduzierte Wachstumsgeschwindigkeit den Oberflächenprozessen mehr Zeit zur Verfügung, um ihren Gleichgewichtszustand - die defektfreie, ausgeglättete Monolagen-Terrasse - einzustellen.

4.3.1.4 Auswirkung des TBAs-Partialdrucks in Wachstumsunterbrechungen

Der TBAs-Partialdruck hat nicht nur während des Wachstums über das V/III-Verhältnis einen Einfluss auf die Grenzflächengestalt, sondern auch während einer Wachstumsunterbrechung. Scheidet man Schichten unter *identischen* Wachstumsbedingungen ab und führt eine Wachstumsunterbrechung auf den anfangs gleichen Grenzflächen unter *unterschiedlichem* TBAs-Partialdruck durch, so fin-

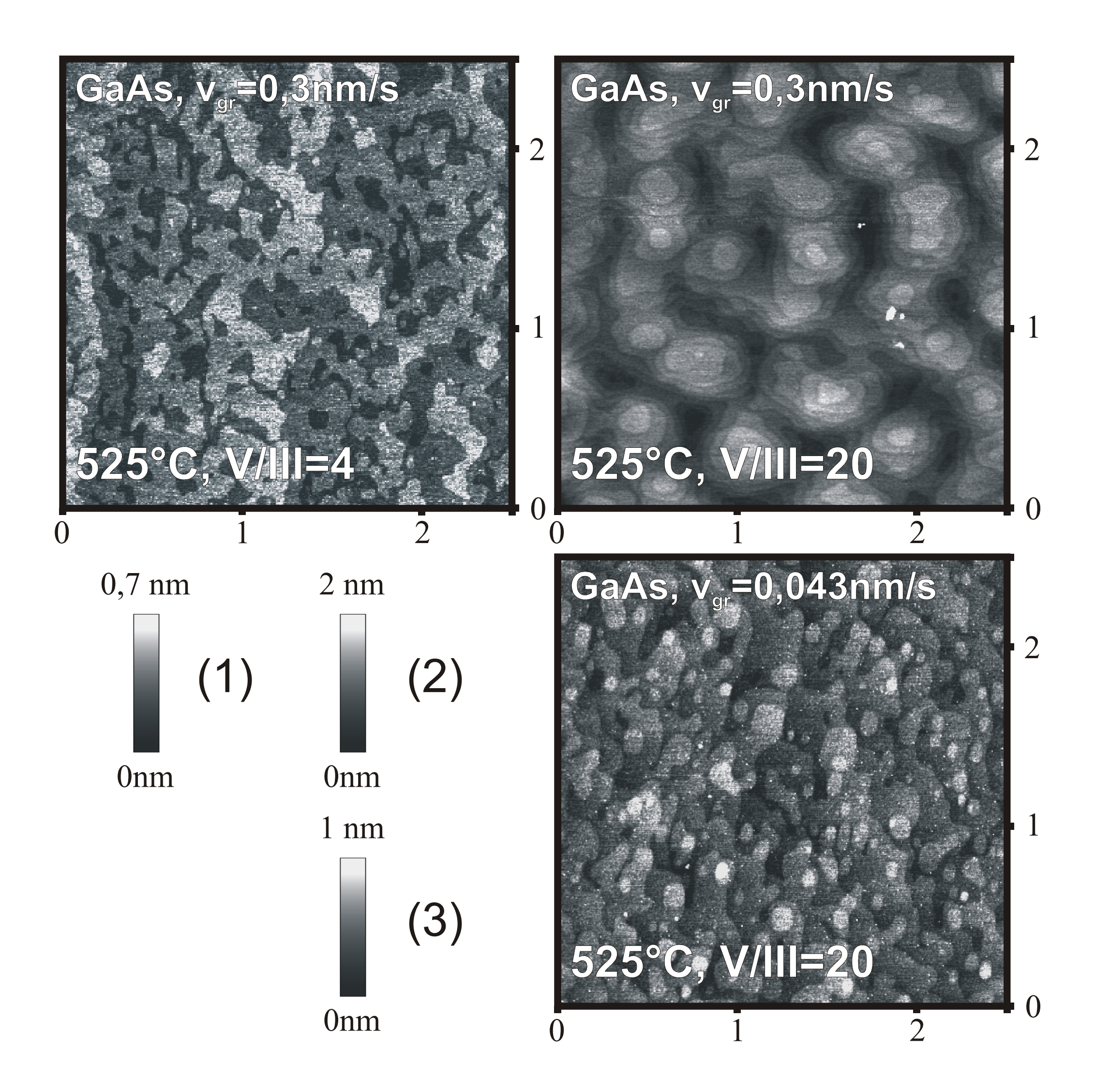


Abbildung 4.13: Innere GaAs-Grenzflächen, die bei 525°C mit unterschiedlichem V/III-Verhältnis bzw. unterschiedlicher Wachstumsgeschwindigkeit abgeschieden wurden.

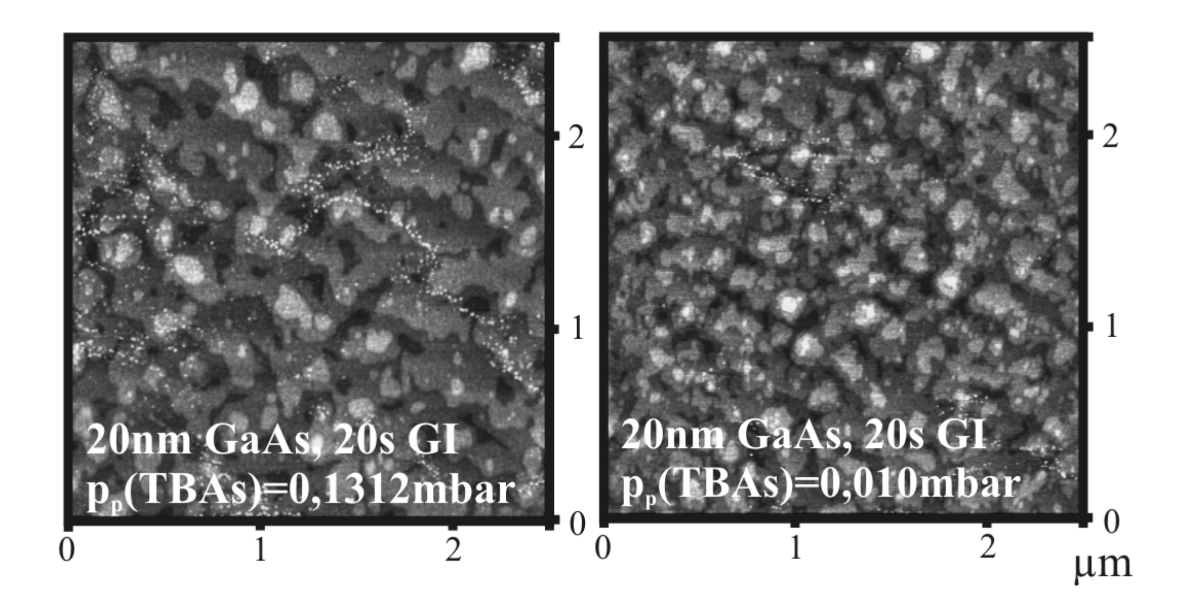


Abbildung 4.14: Auswirkung unterschiedlicher TBAs-Partialdrücke während einer Wachstumsunterbrechung von 20s. Die Wachstumsparameter und der Aufbau beider Proben sind *identisch*. Die z-Skala der AFM-Bilder beträgt 1nm.

det man unterschiedliche Strukturentwicklungen auf den Grenzflächen [83]. In *Abbildung* 4.14 sind als Beispiel innere GaAs-Grenzflächen gezeigt, die unter einem TBAs-Partialdruck von $p_p(TBAs) = 0,1312mbar$ bzw. $p_p(TBAs) = 0,01mbar$ für 20 Sekunden stabilisiert wachstumsunterbrochen wurden. Die Proben unterscheiden sich *ausschließlich* im TBAs-Partialdruck, der zur Stabilisierung während der Wachstumsunterbrechung eingestellt war. Es handelt sich jeweils um (GaIn)(NAs)-SQWs, die mit 20nm GaAs abgedeckt sind. Die Wachstumstemperatur betrug $525°C$, die Wachstumsgeschwindigkeit für das GaAs $0,3nm/s$ und das V/III-Verhältnis fünf. Man erkennt, dass die Grenzfläche, die mit niedrigerem Partialdruck stabilisiert wurde, mit deutlich mehr und kleineren Inseln bedeckt ist, als die Grenzfläche, die unter einem 13-fach höheren TBAs-Partialdruck wachstumsunterbrochen wurde. Die Strukturen sind zudem deutlich zerklüfteter, was insgesamt ein Hinweis auf eine reduzierte Grenzflächendynamik ist. Erhöht man also während der Wachstumsunterbrechung den TBAs-Partialdruck, so erhöht sich Dynamik der Strukturbildung. Dies könnte auf eine erhöhte Diffusivität der Gruppe-III-Atome schließen lassen, was der Intuition zunächst widerspricht [83], [76]. Naiv würde man annehmen, dass eine stärkere Belegung der Grenzfläche mit As die Diffusion eher hemmen sollte als zu stärken. Eine vergleichbare Beobachtung wird in Yang et al. [84] für die Submonolagen-Inseldichte auf GaAs beschrieben. Dort wird experimentell gezeigt, dass die Insel-Dichte abnimmt mit zunehmendem Arsen-Fluss. In Grosse et al. [65] wird für das epitaktische Wachstum von InAs auf (001)-Oberflächen mittels MBE ein ähnlicher Zusammenhang

zwischen As-Fluss und Inseldichte theoretisch gefunden. Dort wird das Phänomen allerdings nicht über eine Änderung der Diffusivität der In-Atome erklärt, sondern über ein unterschiedliches In-Einbauverhalten auf der rekonstruierten Wachstumsoberfläche. Für die Übertragbarkeit dieser Theorie auf das GaAs-System spricht, dass eine erhöhte Diffusivität der Gruppe-III-Atome auch während des Wachstums ein Vorteil sein müsste und nicht zu den schlechteren Grenzflächenmorphologien führen sollte, wie sie beobachtet werden. Führt man analoge Experimente bei 625°C durch [54], findet man im Gegensatz zu den niedrigeren Temperaturen *keine* signifikante Veränderung der Grenzflächendynamik. Der TBAs-Partialdruck wurde dabei zwischen $0,018 mbar$ und $0,185 mbar$ variiert.

4.3.1.5 Gezielte Beeinflussung der Grenzflächenstrukturen

Über die Wachstumsunterbrechungszeit, die Temperatur und das V/III-Verhältnis kann man die Grenzflächenrauhigkeit in gewissen Grenzen gezielt beeinflussen[16]. Möchte man eine ideal glatte innere Grenzfläche präparieren, d.h. eine Grenzfläche mit perfekt ausgeglätteten Monolagenterrassen ohne mesoskopische oder makroskopische Inseln und ohne Löcher, so muss der typische Inseldurchmesser von vergleichbarer Größe wie die Terrassenbreite sein, also im Allgemeinen etwa $1 \mu m$. Zudem muss die Wachstumstemperatur unter $550°C$ gewählt werden, um die mesoskopische Inselstruktur zu vermeiden. Extrapoliert man den in *Abbildung* 4.9 gefundenen Zusammenhang für $525°C$ auf einen Inseldurchmesser von $1 \mu m$, so müsste man eine Wachstumsunterbrechung von etwa 50 Stunden (!) auf der Grenzfläche durchführen. Aus praktischen aber auch physikalischen Gründen ist das unrealistisch. Extrapoliert man die Wachstumskurve von $625°C$ auf einen Inseldurchmesser von $1 \mu m$, so verkürzt sich die Unterbrechungszeit auf 20 Minuten. Neben dem Zeit- und Kostenaspekt spricht gegen diese immer noch sehr lange Wachstumsunterbrechung, dass an der Grenzfläche Fremdatome eingebaut werden, die die Qualität der Probe beeinträchtigen[17]. In der Praxis hat sich als Ausglättungsschritt folgende Prozedur bewährt: Die Wachstumstemperatur der GaAs-Schicht beträgt $525°C$. In der Wachstumsunterbrechung erhöht man die Temperatur auf $650°C$ und heizt 5 Minuten aus. Anschließend wird die Temperatur wieder auf $525°C$ gesenkt, um das Schichtwachstum fortzusetzen. In *Abbildung* 4.15 ist das Resultat eines solchen Aufheiz- und Abkühlzyklus gezeigt, der etwa 11 Minuten in Anspruch nimmt. Man erkennt eine ideal glatte Monolagenterrassen-Struktur, die nur noch durch die Fehlorientierung des Substrates geprägt ist. Die Terrassenkanten sind völlig gerade und nicht mehr verschlungen. Es gelingt auf diese Weise, ideale GaAs-Grenzflächen zu präparieren. Wichtig dabei ist, dass man auch von relativ rauen, stark höhenmodulierten GaAs-Grenzflächen ausge-

[16] Weitaus einfacher und über einen deutlich größeren Bereich kann man die Grenzflächenrauhikeit auf fehlorientierten Grenzflächen variieren [53], [77].

[17] Insbesondere verschlechtern sich die Transporteigenschaften im (AlGa)As/GaAs-System [60], [82].

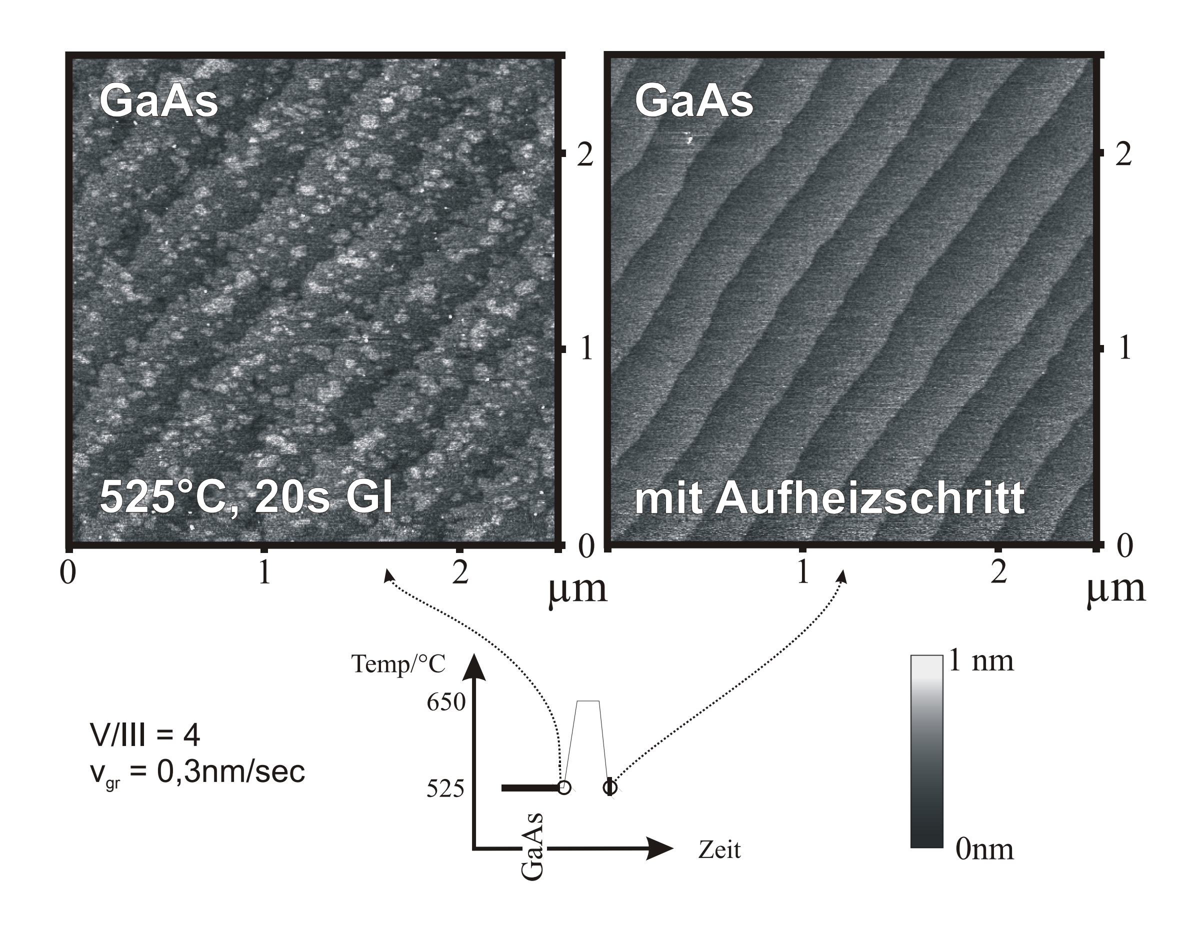


Abbildung 4.15: Ausglättung von GaAs-Grenzflächen durch einen Aufheizzyklus.

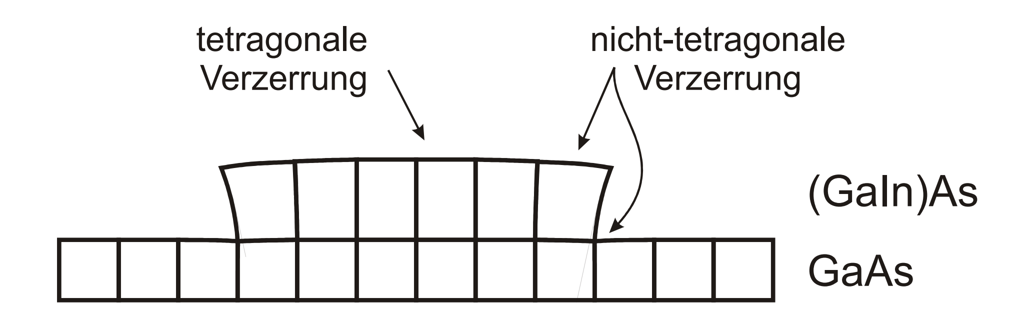


Abbildung 4.16: Modell des pseudomorphen Inselwachstums von (GaIn)As auf GaAs mit nicht-tetragonaler Verzerrung der Einheitszellen am Inselrand.

hend diesen idealen Strukturzustand durch den Ausheizzyklus erzielen kann. Dies wird für die folgenden Betrachtungen bedeutsam sein, weil man auf diese Weise einen gut reproduzierbaren, definierten Grenzflächenzustand in Proben einbauen kann. Im GaAs/(GaIn)((N)As)-System hat eine Wachstumsunterbrechung von dieser Dauer keine wesentlichen negativen Folgen für die optischen Eigenschaften der Probe, wie man an integrierten PL-Intensitäten und an Laserschwellstromdichten erkennen kann.

Zusammenfassend zeigt sich, dass für das Wachstum von GaAs im untersuchten Temperaturbereich von 525°C bis 675°C die Gleichgewichtsstruktur ausgeglättete Monolagenterrassen sind. Die Einstellung des Gleichgewichtszustands kann man durch Wachstumsunterbrechungen erreichen oder durch eine Erhöhung der Temperatur beschleunigen. Auch anfangs raue Grenzflächen entwickeln sich letztendlich hin zu der zweidimensionalen Terrassenstruktur.

4.3.2 (GaIn)As auf GaAs

Geht man von dem binären Material GaAs hin zum ternären (GaIn)As, so werden die Strukturbildungsprozesse zusätzlich von zwei weiteren Faktoren bestimmt. Einerseits kommt ein neues Element mit anderem Diffusions-, Desorptions- und Einbauverhalten hinzu. Andererseits hat (GaIn)As eine vom In-Gehalt abhängige, größere Gitterkonstante als GaAs und wächst daher pseudomorph auf GaAs auf. Die Verspannung führt zu einer tetragonalen Verzerrung der Schicht in Wachstumsrichtung. An Stufenkanten oder Inseln der Wachstumsoberfläche kommt es jedoch zu triklinen Verzerrungen der (GaIn)As-Einheitszellen (siehe *Abbildung 4.16*). Erst durch das Schließen einer vollständigen Monolage werden alle Atome in die ideale Position des tetragonalen Gitters zurückverspannt. Lokale Abweichungen der Atompositionen von den idealen Gitterpositionen auf der Wachstumsoberfläche können Auswirkungen auf Strukturbildungsprozesse und das Wachs-

tum haben[18].

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten (GaIn)As-Schichten haben einen In-Gehalt zwischen 5% und 30% mit Schichtdicken von unter $10nm$. Ziel war die Herstellung von bis zu fünf nicht relaxierten Quantenfilmen in einer Heterostruktur. Ohne Verspannungskompensation gelingt das bei einer Wachstumstemperatur von $525°C$ problemlos bis zu einem In-Gehalt von 30% bei einer Wachstumsgeschwindigkeit von $0,5nm/s$. Reduziert man die Wachstumsgeschwindigkeit auf $0,065nm/s$, kann man unter Umständen schon ab etwa 24% Relaxationslinien auf den abgeschiedenen Schichten beobachten[19].

In *Abbildung* 4.17 ist die zeitliche Entwicklung von inneren ($Ga_{0,79}In_{0,21}$)As-Grenzflächen in Wachstumsunterbrechungen gezeigt. Es handelt sich bei den gezeigten Schichten um fünffach (GaIn)As/GaAs-Heterostrukturen mit $10nm$ dicken Quantenfilmen und $60nm$ dicken Barrieren. Die Schichten wurden bei $525°C$ unter optimierten GaAs-Wachstumsbedingungen abgeschieden ($v_{gr} = 0,3nm/s$, $V/III = 5$). Für die Quantenfilme wurde ein V/III-Verhältnis von 8 bei einer Wachstumsgeschwindikeit von $0,05nm/s$ gewählt. Die Wachstumsbedingungen und die Verspannung sind vergleichbar zu denen der weiter hinten beschriebenen (GaIn)(NAs)/GaAs-Strukturen, die jedoch eine völlig andere Grenzflächenstruktur und Strukturentwicklung zeigen. Man erkennt für (GaIn)As im Wesentlichen die *gleiche* Wachstumscharakteristik und Strukturentwicklung wie sie auch GaAs zeigt. Die Schichten wachsen in zweidimensionalen Terrassen und glätten in Wachstumsunterbrechungen kontinuierlich aus. Nach einer langen Wachstumsunterbrechung von 10 Minuten findet man (schon) weitgehend perfekte Monolagenterrassen, die nur noch eine geringe makroskopische Rauhigkeit besitzen. Einen vergleichbaren Wachstumstyp findet man auch für höhere Wachstumstemperaturen bis $625°C$ [53]. Unterschiedlich zum GaAs-Wachstum ist allerdings eine deutlich beschleunigte Dynamik, die auf eine erhöhte Diffusivität des Indiums zurückzuführen ist. Auf inneren (GaIn)As-Grenzflächen findet man ebenfalls eine mesoskopische Inselstruktur. Der Durchmesser der Inseln ist bei fester Temperatur eine Funktion des In-Gehaltes. Je mehr Indium die Schicht enthält, desto größer sind die Inseln. Im Gegensatz zu GaAs erkennt man für höhere In-Gehalte von $> 20\%$ bereits bei $525°C$ Andeutungen der mesoskopischen Inselstruktur.

Ein *wesentlicher* Unterschied zur GaAs-Strukturentwicklung zeigt sich allerdings, wenn man den Aufheizzyklus zum beschleunigten Ausglätten einer Grenzfläche anwendet. Statt zu einer Ausglättung (vgl. *Abbildung* 4.15) führt der Prozess auf (GaIn)As-Grenzflächen zu einer neuartigen Struktur, die über eine deutlich vergrößerte Höhenmodulation verfügt (siehe *Abbildung* 4.18). Die Probe

[18] Als Beispiel kann man die Ordnungsphänomene im (GaIn)P/GaAs-Materialsystem sehen, die durch lokale Verzerrungen der Wachstumsoberfläche verursacht werden. Die lokalen Verzerrungen sind Folge der Oberflächenrekonstruktion.

[19] Bugge et al. [85] berichten, dass mit optimierten Wachstumsbedingungen Indium-Gehalte von über 40% in (GaIn)As-Quantenfilmen erreicht werden können. Solch extreme In-Gehalte waren jedoch nicht Gegenstand unserer Untersuchung.

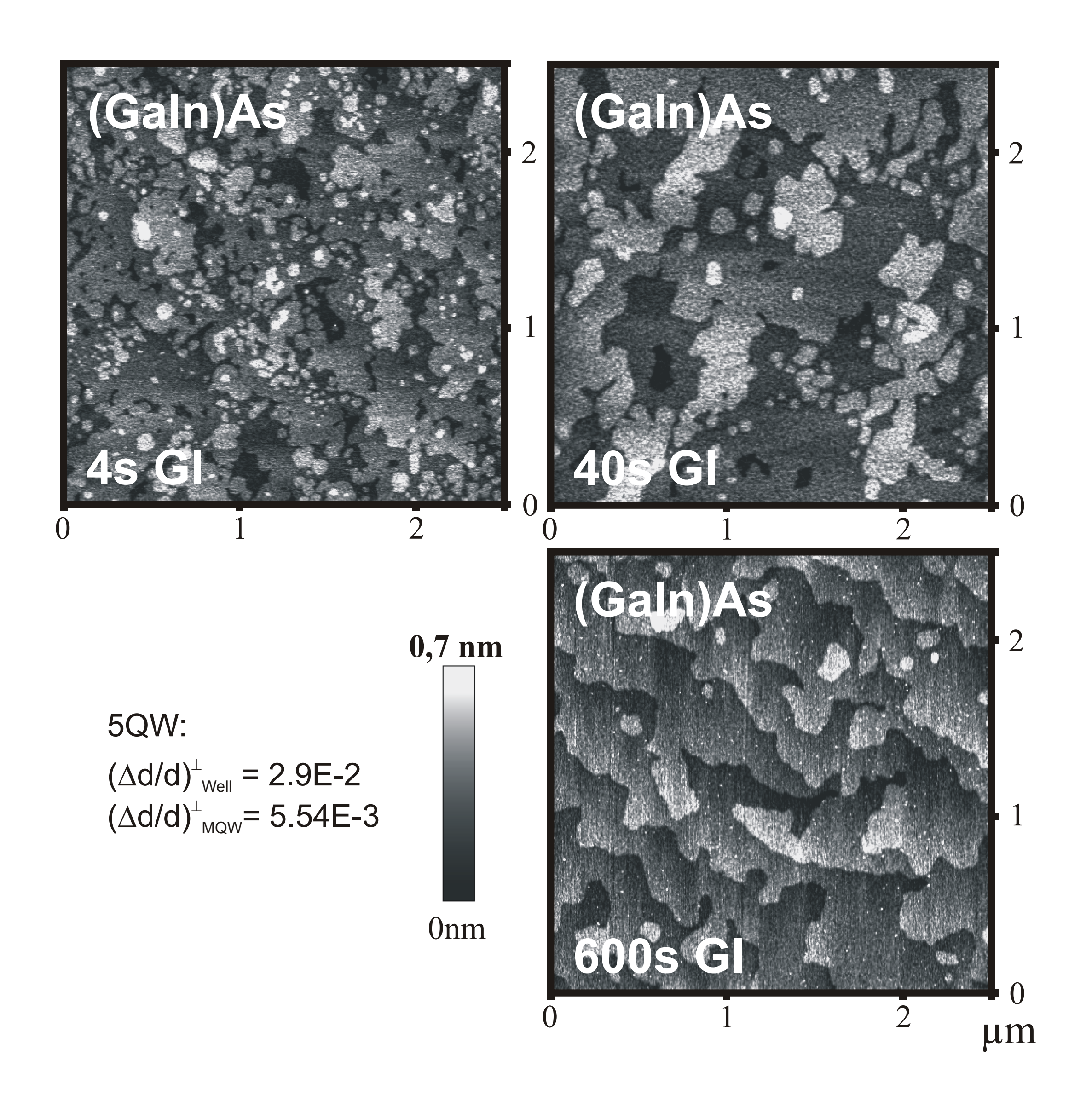


Abbildung 4.17: Strukturentwicklung innerer ($Ga_{0,79}In_{0,21}$)As-Grenzflächen während Wachstumsunterbrechungen. Wachstumstemperatur: 525°C, 5QW-Strukturen mit $d(QW) = 10nm$.

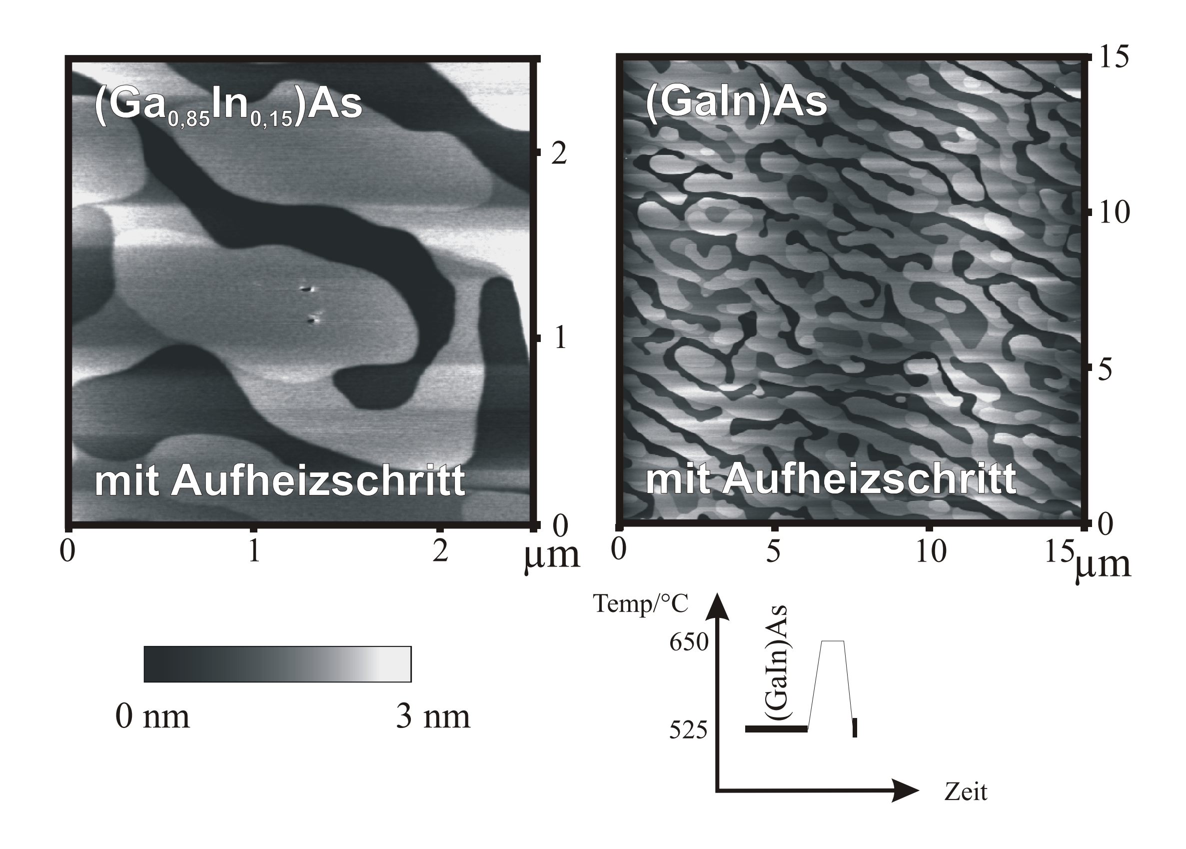


Abbildung 4.18: ($Ga_{0,85}In_{0,15}$)As-Grenzfläche, auf der ein Aufheizzyklus von 525°C auf 650°C und nachfolgender Abkühlung auf 525°C durchgeführt wurde.

($x_{In} = 15\%$) wird durch das fünfminütige Ausheizen bei $650°C$ *aufgeraut*, d. h., dass bei gleich bleibender oder auch wachsender lateralen Strukturgröße die vertikalen Strukturen größer werden. Die in dieser Arbeit gebrauchten Definitionen von „ausglätten" und „aufrauen" beziehen sich also im Wesentlichen auf die *vertikale Strukturgröße* und erst in zweiter Linie auf die laterale Dimension der charakteristischen Strukturen. Man erkennt in *Abbildung* 4.18 zwar eine Terrassenlandschaft, doch handelt es sich dabei nicht um Monolagenterrassen. Die Stufen sind bis zu 12 Monolagen hoch (!). Die Struktur scheint der Fehlorientierung des Substrates zu folgen[20] und ist auf ihrer Oberfläche sehr glatt. Dieses Experiment zeigt, dass bei $650°C$ die Monolagenterrassen *nicht* die Gleichgewichtsstruktur von (GaIn)As-Quantenfilmen sind, wie man zunächst aufgrund der Wachstumsunterbrechungsexperimente hätte erwarten können. Weder die lange Wachstumsunterbrechungszeit von 10 Minuten bei $525°C$ noch eine Unterbrechungszeit von bis zu $40s$ bei $625°C$ deuten diese Änderung der Grenzflächencharakteristik an. Die Höhenmodulation der ausgeheizten Schicht von bis zu $5nm$ ist groß im Verhältnis zur deponierten Quantenfilmdicke von $10nm$. Da bei der Abscheidung die Morphologie noch glatt war, sind durch Oberflächenprozesse in 10 Minuten (= Dauer des Zyklus) erhebliche Mengen des QW-Materials umgelagert worden. Dabei ist kein Indium durch Desorption verloren gegangen, wie Röntgenuntersuchungen zeigen. Die besondere Ausprägung der Strukturbildung entlang der natürlichen Fehlorientierung, könnte ein Hinweis darauf sein, dass die nicht-tetragonale Verzerrung der (GaIn)As-Schicht an den Stufenkanten einen wesentlichen Einfluss auf die Diffusion und den Einbau der In- bzw. Ga-Atome auf der Grenzfläche hat. Vielleicht beobachtet man eine Art „Makrostufenbildung" auf einem Substrat mit sehr geringer Fehlorientierung.

4.3.3 Ga(NAs) auf GaAs

Das ternäre Materialsystem Ga(NAs) wächst tensil verspannt auf GaAs auf. Aufgrund des erheblichen Unterschiedes in der Atomgröße und der Elektronegativität von Arsen und Stickstoff könnte man einen erheblichen Einfluss des Stickstoffs auf die Strukturbildungsvorgänge erwarten. Da Ga(NAs) für die in dieser Arbeit untersuchten Laser nur als Barrierenmaterial in Frage kommt, sind die Stickstoffkonzentrationen auf maximal 2,4% beschränkt. Die Grenzflächenuntersuchungen wurden an $20nm$ dicken Schichten mit $y_N = 0,9\%$ durchgeführt, die mit einer Wachstumsgeschwindigkeit von $0,048nm/s$ und einem $p_p(TBAs)/III$-Verhältnis von 20 bei einer Wachstumstemperatur von $525°C$ abgeschieden wurden. In *Abbildung* 4.19 sind die Grenzflächenstrukturen einer kontinuierlich überwachsenen und einer $20s$ wachstumsunterbrochenen Probe gezeigt. Der Höhenmaßstab beträgt für beide Bilder ein Nanometer. Während der Unterbrechung wurde die Grenzfläche nur mit TBAs stabilisiert. Man erkennt, dass auch Ga(NAs) in Mo-

[20] Eine sichere Aussage ist bei solch großer Höhenmodulation nur schwierig machbar.

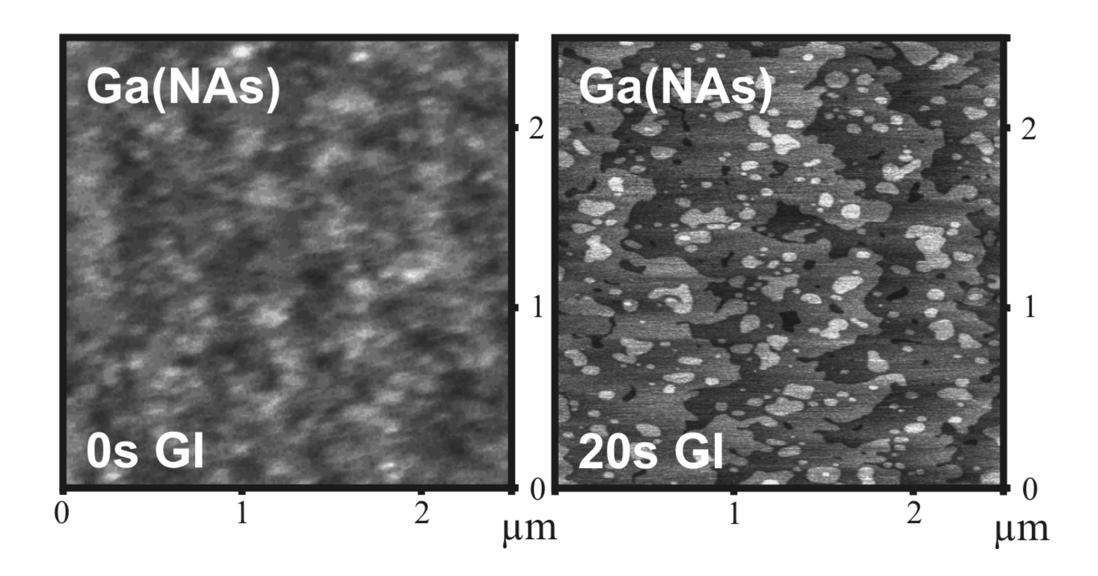


Abbildung 4.19: Strukturentwicklung auf inneren Ga(NAs)-Grenzflächen während Wachstumsunterbrechungen.

nolagenstufen wächst und in Wachstumsunterbrechungen ausglättet. Es liegt also der gleiche Wachstumsmodus vor wie bei GaAs und bei (GaIn)As.

4.4 Strukturbildung von (GaIn)(NAs)

4.4.1 Strukturbildung in Wachstumsunterbrechungen

Das quaternäre metastabile Materialsystem (GaIn)(NAs) lässt sich je nach Zusammensetzung als tensil verspannte, gitterangepasste oder kompressiv verspannte Schichten abscheiden. Untersuchungen von F. Höhnsdorf et al. [7], [43] sowie K. Volz et al. [44] haben gezeigt, dass es in diesem System ungewöhnliche Strukturbildungen gibt, die sich in einem kritischen Stickstoffgehalt für (GaIn)(NAs)-Schichten äußern. Überschreitet man bei der Abscheidung den kritischen Wert, geht das zweidimensionale Wachstum, welches die Herstellung strukturell und optisch hochwertiger Quantenfilme ermöglicht, fast sprunghaft über in eine dreidimensionale Umordnung des Materials. An manchen Stellen einer solch abgeschiedenen (GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostruktur verschwinden die Quantenfilme, um an anderer Stelle deutlich verdickt aufzutreten. Die Umlagerung ist dabei *nicht* verbunden mit einer Ausscheidung von *Clustern* oder einer Phasenseparation. Die Strukturbildung erinnert eher an Stranski-Krastonov-Wachstum. Der wesentliche Unterschied zu diesem Wachstumstyp ist jedoch, dass der Phasenübergang auch bei gitterangepassten Schichten auftritt, also kein Effekt der makroskopischen[21],

[21] Mit makroskopischer Verspannung wird die Größe bezeichnet, die lateral homogen durch die tetragonale Verzerrung des Gitters hervorgerufen wird, und die durch eine Röntgen-Messung

integrierten Verspannung der Schicht sein kann. Der kritische Stickstoffgehalt ist abhängig von der Indium-Konzentration. Er liegt für In-Konzentrationen von unter 10% bei etwa 4% und sinkt für In-Konzentrationen von 30% auf etwa 2,5% [7]. Der bislang noch nicht theoretisch erklärte strukturelle Phasenübergang ist vermutlich eine Folge des metastabilen Charakters des Materials, wobei insbesondere dem *Zusammentreffen* der Elemente Indium und Stickstoff mit ihren drastisch unterschiedlichen Atomdurchmessern (bzw. Kovalenzradien)[22], Elektronegativitäten[23] und Eigenschaften auf Wachstumsoberflächen besondere Bedeutung zukommt.

Für die Struktur-Untersuchungen dieser Arbeit wurde ein (GaIn)(NAs)-Material gewählt, das bei etwa $1,2\mu m$ bis $1,3\mu m$ Wellenlänge emittiert. Die Zusammensetzung und die Wachstumsbedingungen entsprechen im Wesentlichen dem „Laser-Material“, das für die weiter hinten beschriebenen Kantenemitter und oberflächenemittierenden Laser eingesetzt wurde. Die Wachstumsparameter wurden auf eine möglichst große integrierte PL-Intensität hin optimiert[24]. Die Wahl optimierter Wachstumsbedingungen bedeutet insbesondere, dass die Stickstoffkonzentration unterhalb des kritischen Wertes lag. Die Wachstumstemperatur betrug für alle Proben zwischen $515°C$ und $525°C$, die Wachstumsgeschwindigkeit betrug ca. $0,06nm/s$, der Indiumgehalt etwa 30% und der Stickstoffgehalt lag zwischen 0,5% und 2%. Die Schichten sind mit dieser Zusammensetzung stark kompressiv verspannt ($3\% \leq \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^{\perp} < 4,3\%$), weshalb die Schichtdicken auf Werte unter $20nm$ beschränkt sind. Meist wurden fünf Quantenfilme im Übergitter mit Barrierendicken von $60nm$ abgeschieden. Die hohe strukturelle Qualität, die man mit diesen Abscheidebedinngungen erreichen kann, ist an dem typischen Röntgenbeugungsprofil in *Abbildung* 4.20 erkennbar. Es handelt sich um eine fünffach Quantenfilmstruktur (5QW), bei der auf jeder (GaIn)(NAs)-Schicht eine Wachstumsunterbrechung von vier Sekunden unter TBAs-Stabilisierung durchgeführt wurde. Aus der gemessenen Kurve, die schmale Übergitterreflexe und Pendellösungen zeigt, kann man mittels theoretischer Anpassung (untere Kurve) die Schichtparameter entnehmen.

4.4.1.1 Wachstumunterbrechungen auf (GaIn)(NAs)

In diesem Abschnitt wird die Strukturentwicklung auf inneren (GaIn)(NAs)-Grenzflächen während Wachstumsunterbrechungen von $0s$ bis $360s$ untersucht. Die Schichtparameter sind in *Abbildung* 4.21 skizziert: Es wurde jeweils ein 5QW mit $60nm$ dicken GaAs-Barriern und $7-9nm$ dicken $(Ga_{0,7}In_{0,3})(N_{0,01}As_{0.99})$-Quantenfilmen bei $525°C$ abgeschieden. Um eine sich aufschaukelnde Struktur-

des (400)-Reflexes bestimmt werden kann.

[22] Kovalenzradien: N: 0,70 Å, As: 1,21 Å, Ga: 1,26 Å; In: 1,44 Å [45].

[23] Elektronegativitäten: N: 3,07; In: 1,49; Ga: 1,82; As: 2,20 nach Allred-Rochow, [45].

[24] Es hat sich allerdings im Nachhinein herausgestellt, dass dieses Kriterium nur eingeschränkt tauglich ist, um gutes von schlechtem Lasermaterial zu unterscheiden.

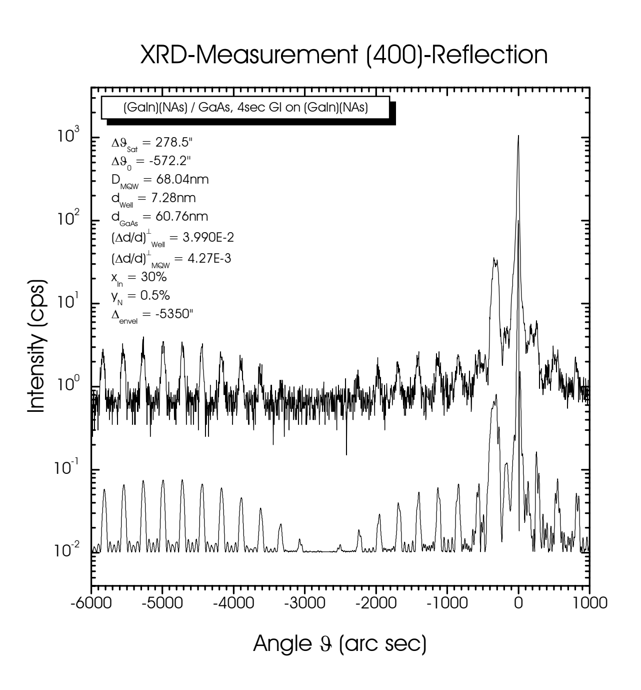


Abbildung 4.20: Typisches Röntgendiffraktogramm nahe des (400)-GaAs-Reflexes einer fünfach (GaIn)(NAs)/GaAs-Quantenfilmstruktur.

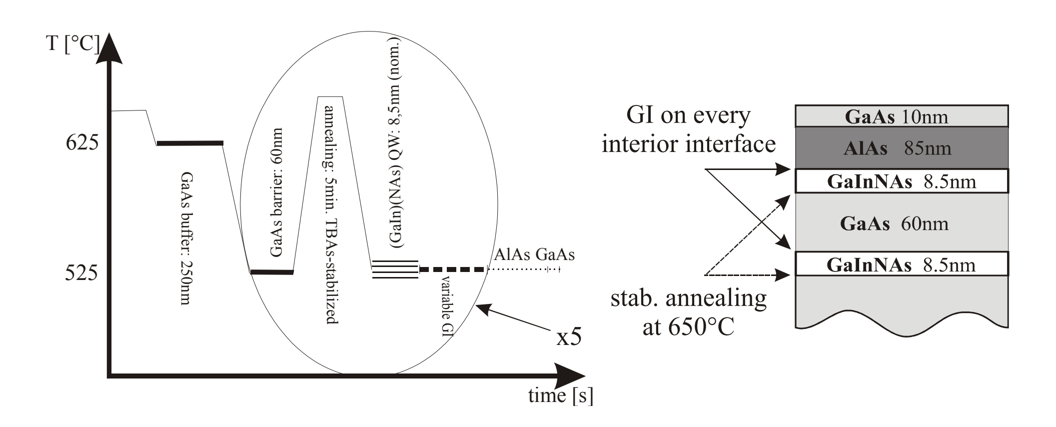


Abbildung 4.21: Aufbau und Temperatur-Zeit-Diagramm der in diesem Kapitel verwedeten Heterostruktur. Vor der Abscheidung der (GaIn)(NAs)-Quantenfilme wurde auf GaAs ein Aufheizzyklus durchgeführt.

entwicklung in der Heterostruktur auszuschließen, wurde die Oberseite jeder GaAs-Barriere für 5 Minuten bei $650°C$ ($p_p(TBAs) = 0,0027mbar$) ausgeheizt. Man erhält damit eine perfekt ausgeglättete Unterlage für den folgenden Quantenfilm (vergleiche *Abbildung* 4.15). Auf allen Quantenfilmen wurde jeweils eine definierte Wachstumsunterbrechung durchgeführt. Der fünfte Quantenfilm wurde schließlich mit AlAs|GaAs} eingefroren. In diesem Probenzyklus sind die Grenzflächen während der Wachstumsunterbrechungen *nur* mit TBAs ($0,0038mbar < p_p(TBAs) < 0,01mbar$) und *nicht* mit UDMHy stabilisiert worden. In *Abbildung* 4.22 bzw. 4.23 sind die Grenzflächenbilder der $0s$ bis $60s$, bzw. $60s$ bis $360s$ wachstumsunterbrochenen Proben zu sehen. In *Abbildung* 4.22 beträgt der Höhenmaßstab $2nm$. Zunächst fällt auf, dass $(Ga_{0,7}In_{0,3})$(NAs), im Gegensatz zu den ternären Basismaterialien (GaIn)As und Ga(NAs), kein Monolagenwachstum zeigt. Man findet stattdessen mehrere Monolagen hohe, zweidimensionale Inseln, die eine völlig andere Grenzflächencharakteristik ergeben. Dieselbe Strukturcharakteristik findet man auch für (GaIn)(NAs), welches mittels MBE abgeschieden wurde [86]. Die Grenzflächen glätten während der Wachstumsunterbrechung auch nicht aus, sondern rauen auf. Zwar vergrößert sich der laterale Inseldurchmesser mit der Unterbrechungszeit, gleichzeitig erhöht sich jedoch die Höhenmodulation der Probe. Die glätteste Grenzfläche ist die kontinuierlich überwachsene, die über einen mittleren Inseldurchmesser von $< 15-20nm$ bei einer typischen Inselhöhe, bzw. Lochtiefe von $0,9nm$ verfügt. Die Rauhigkeit einer Probe wird üblicherweise anhand der RMS-Rauhigkeit beurteilt. Diese stellt eine Kombination von lateralen und vertikalen Strukturgrößen dar. Um beide Richtungen unabhängig betrachten zu können, werden in dieser Arbeit die charakteristischen Inseldurchmesser und die Höhenmodulation getrennt ausgewertet. Die Höhenmodulation wird aus Querschnitten durch die AFM-Bilder bestimmt. Die relevante Größe ist dabei die charakteristische Lochtiefe [57].

Abbildung 4.22: Strukturentwicklung auf inneren (GaIn)(NAs)-Grenzflächen in Wachstumsunterbrechungen.

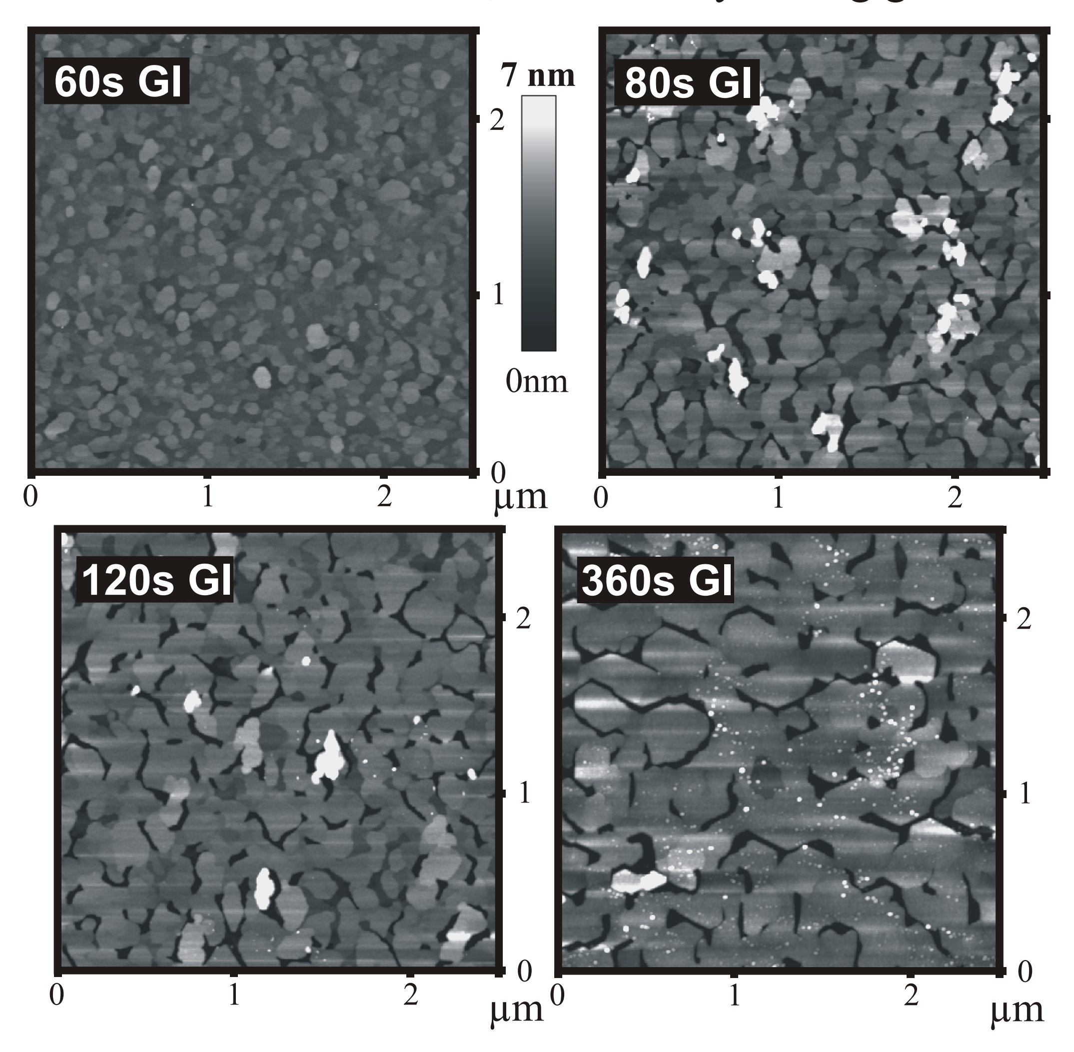


Abbildung 4.23: Strukturentwicklung innerer (GaIn)(NAs)-Grenzflächen in Wachstumsunterbrechungen. Die Wachstumsunterbrechung wurde nur unter TBAs- und nicht unter UDMHy-Stabilisierung durchgeführt. Der Höhenmaßstab beträgt 7nm.

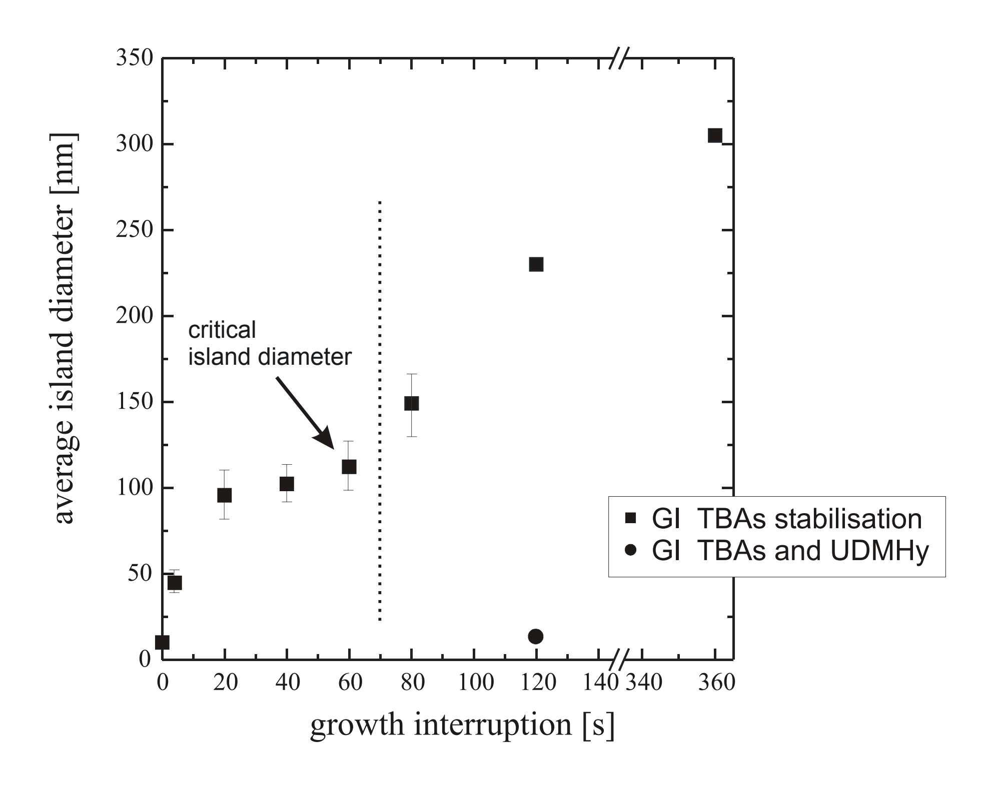


Abbildung 4.24: Änderung der mittleren Inseldurchmesser auf inneren (GaIn)(NAs)-Grenzflächen als Funktion der Wachstumsunterbrechungszeit.

Das ungewöhnliche Strukturbildungsverhalten dieses Materials zeigt sich besonders bei längeren Wachstumsunterbrechungszeiten, die in *Abbildung* 4.23 dargestellt sind. Der Höhenmaßstab der Bilder beträgt $7nm$. Zum Vergleich zu den vorhergehenden Aufnahmen ist nochmals die $60s$ wachstumsunterbrochene Probe mit geändertem z-Maßstab abgebildet. Man erkennt eine *sprunghafte* Änderung der Grenzflächencharakteristik von dem 2D-Inselwachstum hin zur Ausbildung von glatten, ausgedehnten Plateaus, die von tiefen Gräben begrenzt sind. Mit länger andauernder Wachstumsunterbrechung vergrößern sich die Plateaus und die Gräben vertiefen sich. Die quantitative Analyse der charakteristischen Größen, die in *Abbildung* 4.24 und 4.25 abgebildet ist, ergibt bis zu 60 Sekunden Wachstumsunterbrechung zunächst einen kontinuierlichen Verlauf. Die mittleren Inseldurchmesser vergrößern sich, wobei der Zuwachs pro Zeiteinheit (wie bereits von GaAs bekannt) abnimmt. Gleichzeitig nimmt nahezu linear die Höhenmodulation zu (*Abbildung* 4.25). Zwischen $60s$ und $80s$ Wachstumsunterbrechung findet man dann jedoch eine nicht-kontinuierliche Strukturentwicklung. Insbesondere die Lochtiefe nimmt in nur 20 Sekunden von $3nm$ ($60s$ WU) auf $9,25nm$ ($80s$ WU) zu. Bedenkt man, dass die nominelle Schichtdicke nur $8,5nm$ beträgt, so bedeutet das eine drastische Umordnung großer Mengen des Quantenfilmmaterials in nur $20s$! Dies ist insbesondere wegen der niedrigen Temperaturen, die mit reduzierten Diffusivitäten einhergehen, überraschend. Auch der mittlere

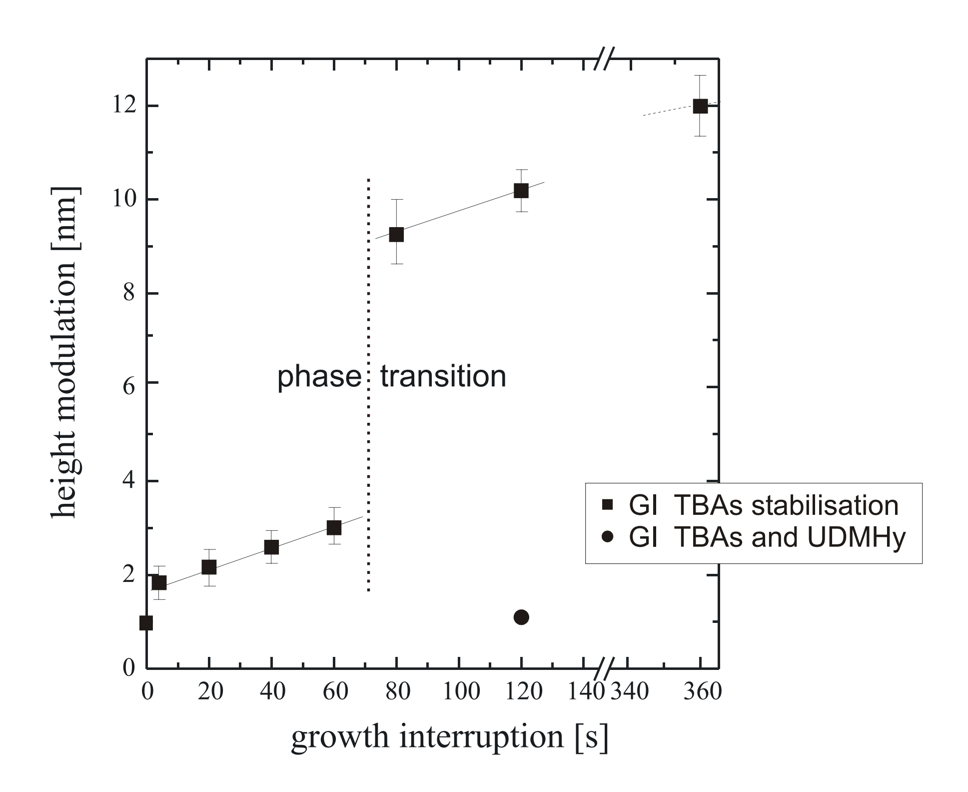


Abbildung 4.25: Änderung der charakteristischen Lochtiefe auf inneren (GaIn)(NAs)-Grenzflächen als Funktion der Wachstumsunterbrechungszeit.

Inseldurchmesser wächst drastisch an, so dass man keine einheitliche formale Beschreibung für die Grenzflächendynamik angeben kann, wie dies z.B. für GaAs möglich war. Die sprunghafte Änderung der Grenzflächendynamik, die, wie weiter hinten gezeigt wird, mit ebenfalls nicht stetigen optischen Eigenschaften der Proben einhergeht, rechtfertigt den Begriff „struktureller Phasenübergang“. Wie TEM-Untersuchungen zeigen (siehe *Abbildung* 4.26, 120s WU), findet man keine Ausscheidungen von Clustern und keine Phasenseparation in den lang wachstumsunterbrochenen Proben. Die Schichten bleiben (weitgehend) ungestörte Einkristalle. An den mit Strichen gekennzeichneten Bereichen erkennt man in der Querschnittsaufnahme die Dickenfluktuationen des Quantenfilms: An manchen Stellen verschwindet der Film fast vollständig, während an einigen Orten die Filmdicke größer als die nominell abgeschiedene Dicke ist. Die Strukturgrößen sind kompatibel zu den AFM-Ergebnissen. Als weitere Eigenschaft erkennt man an der $120s$ wachstumsunterbrochenen Querschnittsprobe, dass offenbar der erste Quantenfilm noch eine nahezu ungestörte Struktur aufweist und erst die folgenden Schichten den ausgeprägten Phasenübergang zeigen. Zudem sind die Strukturänderungen räumlich zwischen den Schichten korreliert. Man findet also trotz des Ausheizzyklus in Proben, die jenseits des Phasenübergangs sind, eine Strukturentwicklung im Übergitter.

Da die Wachstumsunterbrechungen nur unter TBAs-Stabilisierung durchgeführt wurden, könnte man annehmen, dass das Material während der Unterbrechung an Stickstoff verarmte und (GaIn)As-artiger wurde. Dagegen spricht, dass man mittels HRXRD keine Abhängigkeit des Stickstoff-Gehaltes im Festkörper von der Wachstumsunterbrechungszeit feststellen kann. Die lange wachstumsunterbrochenen Proben verfügen im Rahmen der üblichen Genauigkeit über die gleiche (integrierte) chemische Zusammensetzung wie die kontinuierlich überwachsen Schichten. Zum anderen sollte bei einem Stickstoffverlust die Schicht von der Grenzflächencharakteristik und der Strukturbildung sich eher wie (GaIn)As verhalten. Die Verspannung der (GaIn)(NAs)-Schichten entspricht grob den vorne gezeigten (GaIn)As-Proben, die jedoch eine völlig andere Strukturbildung bei diesen Temperaturen aufweisen. Das gezeigte Strukturbildungs-Phänomen ist also keine einfache Folge der (makroskopischen) Verspannung der Schicht und somit auch nicht über Stranski-Krastonow-Wachstum erklärbar. Entsprechende (GaIn)As-Proben mit 30% In-Anteil, die allerdings stärker verspannt wären, wurden bislang nicht untersucht, weil man sie nicht mit den gleichen Wachstumsbedingungen (insbesondere der langsamen Wachstumsgeschwindigkeit) herstellen kann.

4.4.1.2 Aufheizexperiment

Da es sich bei (GaIn)(NAs) um ein metastabiles Materialsystem handelt, ist eine Degradation der Schichten während langer Wachstumsunterbrechungen durchaus nicht überraschend. Wachstumsunterbrechungen treiben ein System ebenso wie

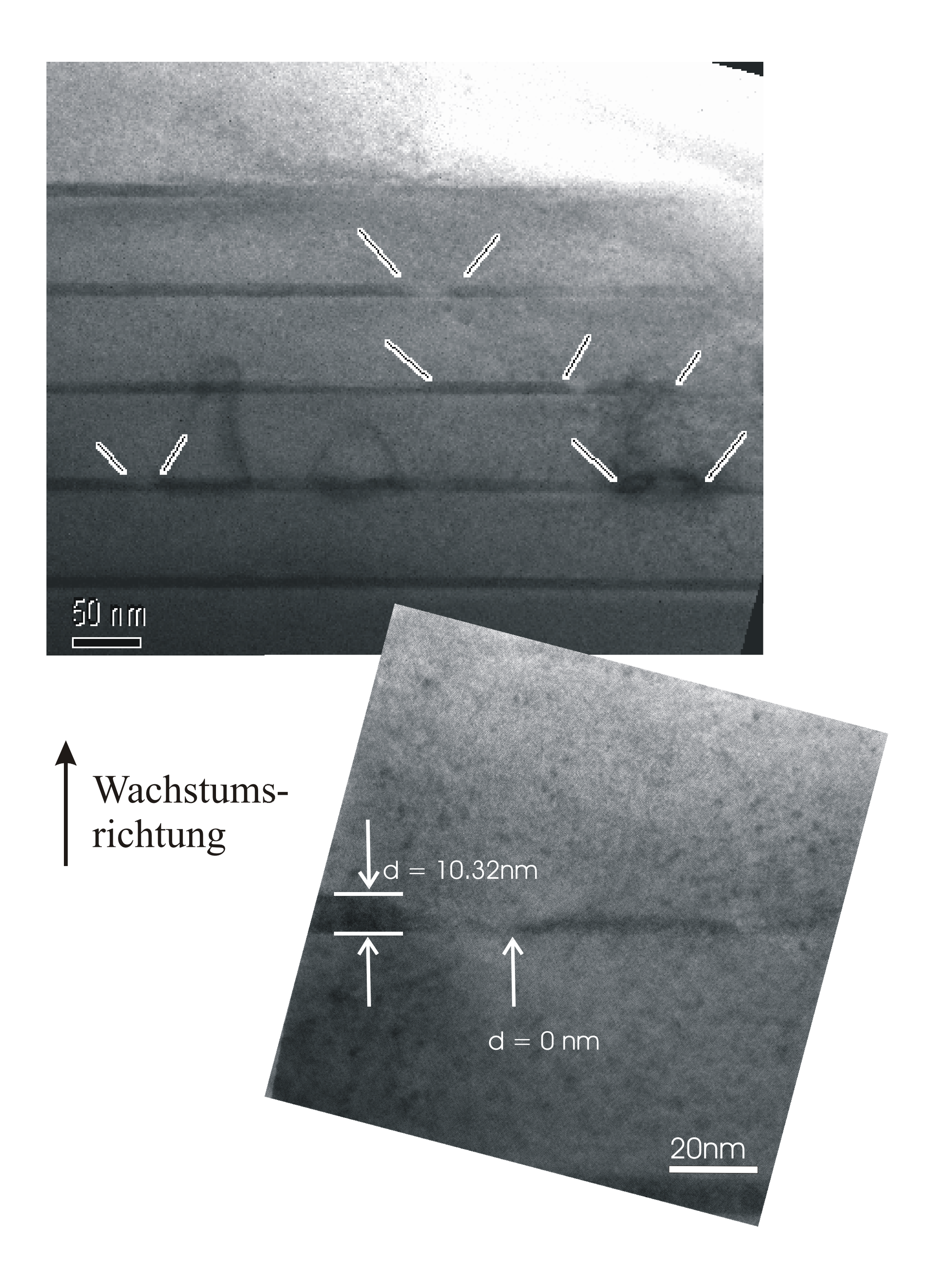


Abbildung 4.26: Hellfeld TEM-Aufnahme einer 120s wachstumsunterbrochenen (GaIn)(NAs)/GaAs-5QW-Struktur.

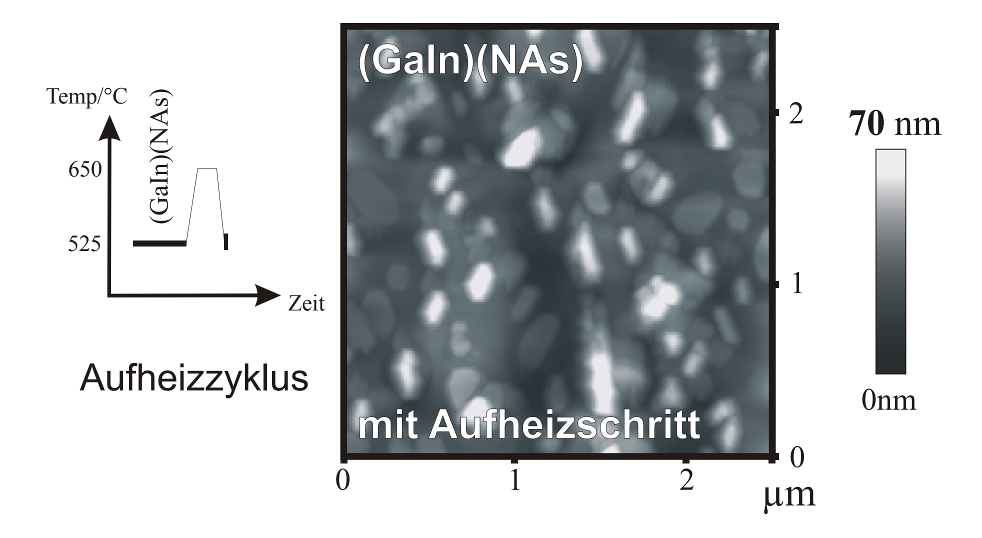


Abbildung 4.27: AFM-Aufnahmen einer 5QW-(GaIn)(NAs)/GaAs-Probe. Auf jedem Quantenfilm wurde ein Aufheizschritt (nur) unter TBAs-Stabilisierung durchgeführt. Der Höhenmaßstab beträgt 70nm. (!)

Aufheizen in Richtung des thermodynamischen Gleichgewichts. Führt man auf einer analogen 5QW-Struktur, wie sie für die Wachstumsunterbrechungsexperimente genutzt wurde, auf der Oberseite jedes $(Ga_{0,7}In_{0,3})(N_{0,01}As_{0,99})$-Quantenfilmes einen Ausheizzyklus unter TBAs-Stabilisierung durch $(525°C/650°C\backslash525°C)$, so findet man den erwarteten völligen Zusammenbruch der Heterostruktur. In *Abbildung* 4.27 ist die „Grenzfläche“ gezeigt. Die Höhenmodulation beträgt 70nm (!), weshalb man nicht mehr von einer Quantenfilmstruktur sprechen kann. Auch das Röntgenbeugungsprofil dieser Schicht bestätigt die strukturelle Degradation, da außer einem verbreiterten Substratreflex nur noch ein breiter, strukturloser Untergrund messbar ist.

4.4.1.3 Wachstumsunterbrechung unter TBAs- und UDMHy-Stabilisierung

Der Hinweis auf die Metastabilität des Materials erklärt jedoch nicht die Prozesse, die zu dem strukturellen Phasenübergang während Wachstumsunterbrechungen führen. Wiederholt man nämlich das Experiment mit einer Wachstumsunterbrechung von $120s$ auf jedem (GaIn)(NAs)-Quantenfilm und stabilisiert die Grenzfläche zusätzlich zu TBAs mit UDMHy ($p_p(UDMHy) = 0,75mbar$), so findet man ein überraschendes Ergebnis: Der Phasenübergang wird durch die UDMHy-Stabilisierung unterdrückt. Die AFM-Aufnahme ist in *Abbildung* 4.28 gezeigt. Der z-Maßstab beträgt $2nm$. Zum Vergleich ist daneben nochmals die $120s$ wachstumsunterbrochene Grenzfläche dargestellt, die nur mit TBAs stabilisiert wurde.

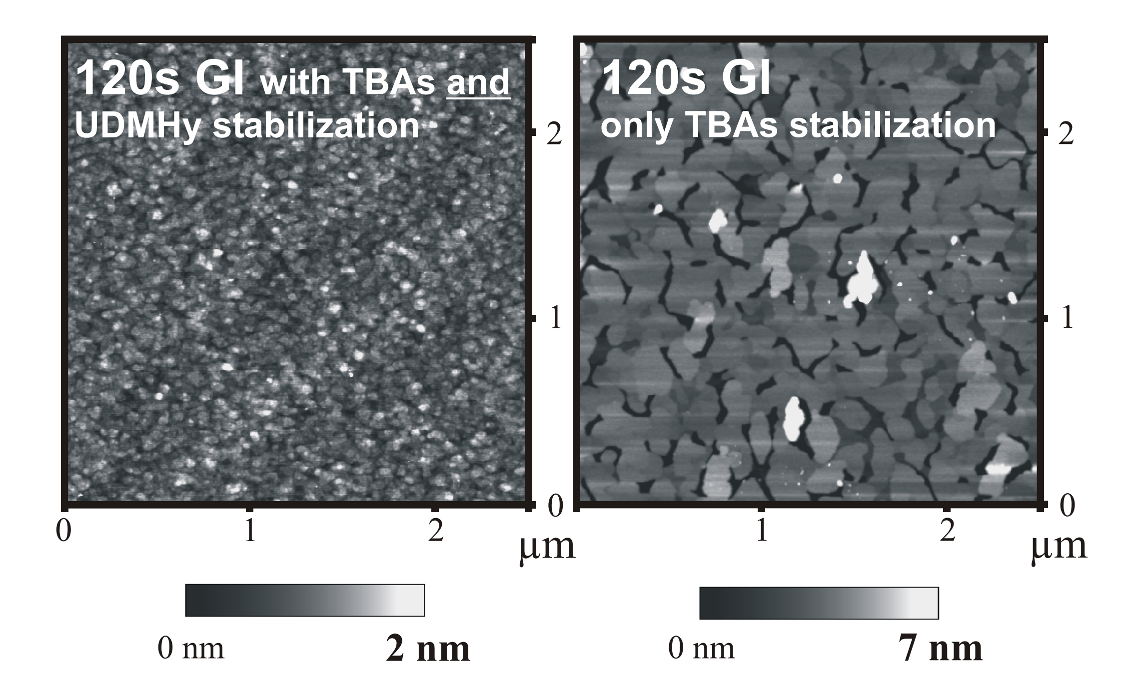


Abbildung 4.28: Vergleich von 120s wachstumsunterbrochenen inneren (GaIn)(NAs)-Grenzflächen. Die linke Probe wurde mit TBAs *und* UDMHy stabilisiert, während die rechts dargestellte Probe nur mit TBAs stabilisiert wachstumsunterbrochen wurde.

Dort beträgt der Höhenmaßstab $7nm$. Die Grenzfläche der UDMHy-stabilisierten Probe zeigt noch das 2D-Inselwachstum mit typischen Inseldurchmessern von $45nm$ ($\pm 11nm$) und einer Lochtiefe von $1,17nm$ ($\pm 0,29nm$). Die Probe ähnelt eher den null bis vier Sekunden unterbrochenen Proben aus *Abbildung* 4.22 als der daneben abgebildeten Probe mit $120s$ Wachstumsunterbrechung. Die chemische Zusammensetzung der beiden Proben ist nahezu gleich. Insbesondere hat die unter UDMHy-Atmosphäre wachstumsunterbrochene Probe keinen höhern Stickstoffgehalt. Der Vergleich dieser beiden Proben lässt den Schluss zu, dass es sich bei dem Phasenübergang um einen *Oberflächenvorgang* handelt, der sich über den UDMHy-Partialdruck und damit über die Stickstoff-Adatomdichte auf der Grenzfläche steuern lässt. Der Unterschied der beiden Experimente besteht darin, dass im einen Falle die Grenzfläche mit einer hohen Dichte von N-Spezies (NH_2-Radikal) belegt ist, während im anderen Fall nur bereits eingebauter Stickstoff in geringer Dichte auf der Oberfläche vorhanden ist. Vermutlich kommt dem Indium eine wesentliche Rolle als mobiles Element beim Phasenübergang zu. (GaIn)As zeigt von sich aus bereits eine ungewöhnliche, evtl. vergleichbare Strukturbildung (siehe *Abbildung* 4.18), allerdings unter ganz anderen Wachstumsbedingungen. Besonders überraschend bleibt die ungeheure Geschwindigkeit der Vorgänge beim Phasenübergang. Über die Ursache für die drastische Abhängigkeit der Oberflächendynamik von der N-Adatomdichte kann man nur spekulie-

ren: Wie aus Untersuchungen von Höhnsdorf [7] folgt, hängt der Stickstoffeinbau in MOVPE-(GaIn)(NAs) stark vom In-Gehalt ab. Indium und Stickstoff meiden einander auf der Wachstumsoberfläche. Dies könnte auf der TBAs-stabilisierten Oberfläche, die nur *vereinzelt* mit eingebautem Stickstoff belegt ist, zu einer Beschleunigung der Indiumdiffusion führen. Ein vergleichbarer Effekt ist für das Kohlenstoff-Silizium-System in Croke et al. [66] beschrieben. Dort führt die kleinere attraktive Wechselwirkung zwischen Si und C verglichen mit Si und Si zu einer beschleunigten Si-Diffusion und zu einer Instabilität von Monolagenstufen. Das Einbringen von Kohlenstoff fördert dort die Ausbildung von Makrostufen. Ebenso könnte eine geringe Belegung der Wachstumsoberfläche mit Stickstoff die Indium-Diffusion beschleunigen. Geht man davon aus, dass die Gruppe-III-Adatome und die Gruppe-V-Adatome auf der Oberfläche auf unterschiedlichen Pfaden diffundieren, und dass die Diffusionspfade der einen Spezies zum Teil erst durch die Belegung mit der anderen Spezies geschaffen werden, so kann man sich vorstellen, dass die Dynamik stark von der Art der Oberflächenbelegung abhängig ist. Belegt man die (GaIn)(NAs)-Grenzfläche während der Wachstumsunterbrechung *dicht* mit N-Adatomen, so könnte die In-Diffusion stark gebremst sein, da alle möglichen In-Diffusionspfade durch die Nachbarschaft von Stickstoff stark gehemmt sind. Durch die dichte N-Belegung würde das „schnelle Überspringen“ des „ungeliebten“ Stickstoffnachbarn hin zu einer stickstofffreien Stelle (was zur beschleunigten Dynamik führen würde) nicht funktionieren. Eine schlüssige atomistische Deutung der Vorgänge erfordert meiner Meinung nach eine theoretische Behandlung des Systems, die aufgrund der Komplexität momentan noch nicht absehbar ist [64].

4.4.2 Variation der Quantenfilmdicke

Um die Vorgänge des Phasenübergangs noch weiter experimentell zu untersuchen, sind Heterostrukturen mit unterschiedlichen Quantenfilm-Dicken abgeschieden worden. Auf der Oberseite jedes Quantenfilmes sind Wachstumsunterbrechungen von $0s$ bzw. $20s$ durchgeführt worden. Bei den nichtwachstumsunterbrochenen Proben handelt es sich um 5QW-Strukturen mit $60nm$ GaAs-Barrieren und $2,1nm$, $4,2nm$, $8,5nm$ bzw. $17nm$ dicken Quantenfilmen. Auf der Oberseite der Barrieren wurde kein Ausheizzyklus durchgeführt, sondern nach einer Wachstumsunterbrechung von $20s$ der Quantenfilm direkt abgeschieden. Die Proben, auf deren Quantenfilmoberseite eine Wachstumsunterbrechung von $20s$ unter TBAs-Stabilisierung durchgeführt wurde, sind SQW-Strukturen. In *Abbildung* 4.29 sind zwei Beispiele der Serie gezeigt: Die $17nm$ dicken (GaIn)(NAs)-Quantenfilme unterscheiden sich auf den ersten Blick nicht wesentlich von der bereits gezeigten Wachstumsunterbrechungsserie mit $8,5nm$ Quantenfilmen. Sowohl der mittlere Inseldurchmesser als auch die Lochtiefe entsprechen den dortigen Werten. Deutlich unterschiedlich sieht allerdings die $4,2nm$ dicke, $20s$ wachstumsunterbrochene Probe aus. Diese Grenzfläche zeigt bereits Ansätze der Graben- und Plateau-

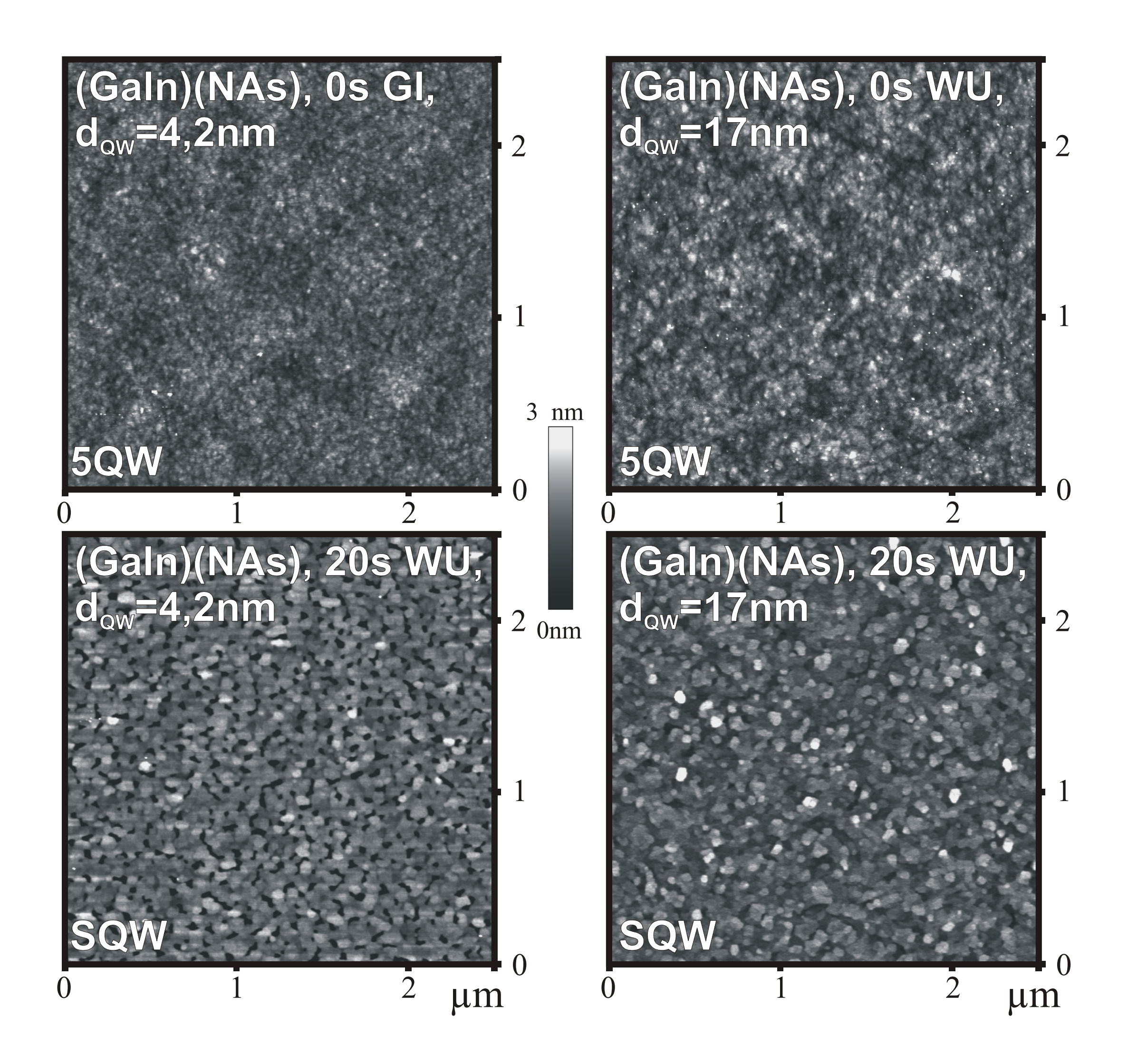


Abbildung 4.29: Innere (GaIn)(NAs)-Grenzflächen von unterschiedlich dicken Quantenfilmen: In der oberen Reihe sind kontinuierlich überwachsene 5QW-Strukturen gezeigt, in der unteren Reihe 20s wachstumsunterbrochene SQWs.

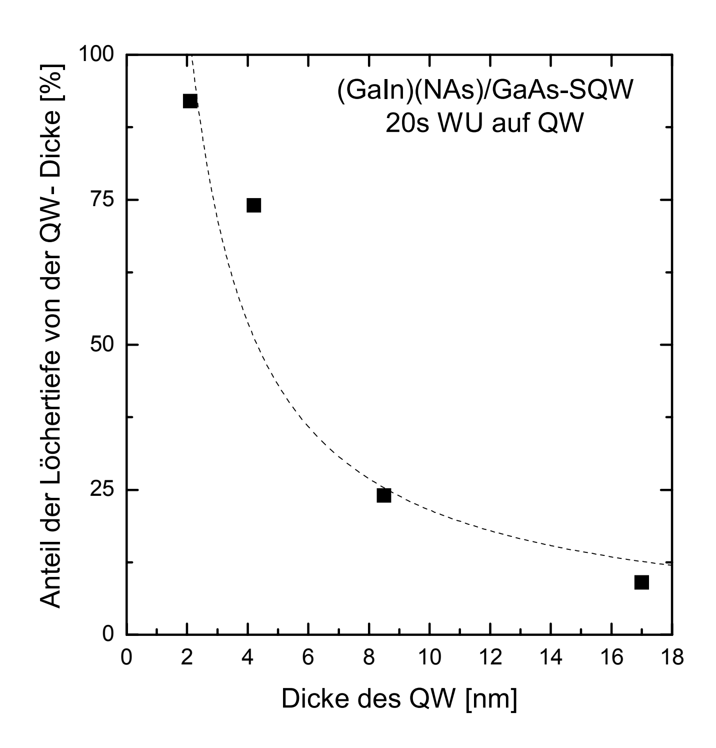


Abbildung 4.30: Relative Lochtiefe als Funktion der Quantenfilmdicke. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung mit einer konstanten Lochtiefe von 2,15nm.

Struktur, wie sie für Proben jenseits des strukturellen Phasenüberganges typisch ist. Die entsprechende, kontinuierlich überwachsene Probe sieht dagegen aus wie die kontinuierlich überwachsenen $2,1nm$, $8,5nm$ oder $17nm$ dicken Quantenfilm-Strukturen. Der Unterschied liegt (lediglich) in einer erhöhten makroskopischen Höhenmodulation der dickeren Schichten. (GaIn)(NAs)-Quantenfilme rauen im Allgemeinen mit zunehmender Schichtdicke auf (siehe auch [87]). Bei dem Vergleich der SQW- mit den 5QW-Strukturen muss man beachten, dass man für Proben jenseits des Phasenübergangs eine Strukturentwicklung in der Heterostruktur beobachtet (siehe *Abbildung* 4.26). Eine entsprechende 5QW-Struktur der wachstumsunterbrochenen Probe würde vermutlich die Strukturbildung des Phasenübergangs noch ausgeprägter zeigen. Die Ausprägung scheint sich, wie TEM-Untersuchungen nahelegen, auf die (Flächen-)Dichte der Lochstrukturen zu beziehen und weniger auf die charakteristische Lochtiefe. Wertet man die charakteristischen Strukturgrößen quantitativ aus, findet man für alle Proben nahezu die gleichen Inseldurchmesser von $70nm$ bis $80nm$ und die gleichen Lochtiefen von $2nm$ bis $3nm$. Trägt man das Verhältnis von Lochtiefe zur Quantenfilmdicke auf, so ergibt sich der in *Abbildung* 4.30 dargestellte Zusammenhang. Die prozen-

tuale Lochtiefe beträgt 12% für den 17*nm* Quantenfilm und steigt kontinuierlich auf 92% für den dünnsten Quantenfilm. Betrachtet man vergleichend dazu noch einmal den Zusammenhang zwischen der charakteristischen Lochtiefe und der Wachstumsunterbrechungszeit für 8*nm* dicke Quantenfilme in *Abbildung* 4.25, so fällt auf, dass der Phasenübergang eine drastische Vergrößerung der Lochtiefe zur Folge hat. Die 60*s* wachstumsunterbrochene Probe, die unmittelbar *vor* dem Phasenübergang ist, weist eine prozentuale Lochtiefe von 41% auf, während die 80*s* unterbrochene Probe, die bereits jenseits des Phasenüberganges ist, eine prozentuale Lochtiefe von über 100% zeigt. Es liegt also nahe zu vermuten, dass der Phasenübergang korreliert ist mit der prozentualen Lochtiefe. Danach sind die 2,1*nm* und 4,2*nm* dicken, 20*s* wachstumunterbrochenen Proben bereits jenseits des Phasenüberganges, was mit dem Augenschein der AFM-Bilder übereinstimmt.

Die Strukturbildung auf (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen ist ein Oberflächenprozess, der zur Aufrauung der innern Grenzfläche führt. Dieser Prozess ist dabei zunächst unabhängig von der Dicke des deponierten Materials. Kommt die Höhenmodulation bzw. die Lochtiefe in den Bereich der Schichtdicke, ändern sich jedoch abrupt die Strukturbildungseigenschaften und es kommt zum Phasenübergang. Das führt dazu, dass die kritische Wachstumsunterbrechungszeit, nach der der Phasenübergang stattfindet, eine Funktion der Quantenfilmdicke ist. Anschaulich könnte man sich den Phasenübergang vielleicht so vorstellen, dass über Diffusionsprozesse das Material zunächst dreidimensional umgelagert wird. Ist das Quantenfilmmaterial „aufgebraucht“, d.h. erreicht die Lochtiefe die darunter liegende Barriere, so ändert sich der dreidimensionale Prozess in eine zweidimensionale Umlagerung innerhalb des aufgerauten Films. Dass sich hierbei die relevanten Umlagerungsgeschwindigkeiten und Strukturbildungsprozesse ändern, kann man sich dann gut vorstellen.

Das lateral inhomogene Erscheinungsbild der dünnen (GaIn)(NAs)-Quantenfilme hätte man auch als Nukleationsproblem oder als Anzeichen für dreidimensionales Inselwachstum interpretieren können. Diese Deutung kann allerdings aufgrund der Ergebnisse von kontinuierlich überwachsenen Quantenfilmen unterschiedlicher Dicke ausgeschlossen werden. Sie zeigen alle dieselbe Grenzflächencharakteristik und eine homogene, feingliedrige Bedeckung der Grenzflächen mit zweidimensionalen Inseln.

4.5 Strukturbildungsprozesse in Heterostrukturen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde das ungewöhnliche Strukturbildungsverhalten von $(Ga_{0,7}In_{0,3})(N_{0,01-0,02}As_{0,99-0,98})$ selbst diskutiert. Zusätzlich kann das Material unter bestimmten Wachstumsbedingungen auch die Strukturbildung in

Heterostrukturen beeinflussen. Dies ist besonders für die Realisierung von Bauelementen bedeutsam, die aus sehr dicken Epitaxieschichten bestehen können (z.B. VCSEL). Bei solchen Bauelementen wirkt sich eine zunehmende, sich aufschaukelnde Rauhigkeit negativ auf die Eigenschaften aus, bzw. macht sogar das Funktionieren unmöglich.

4.5.1 Strukturentwicklung von (GaIn)(NAs) im Übergitter

Um den Einfluss von (GaIn)(NAs) auf die Abscheidung von Heterostrukturen studieren zu können, ist bei den folgenden Proben *kein* Ausheizzyklus auf der Barrierenoberseite durchgeführt worden. Die $60nm$ dicken GaAs-Barrieren wurden mit einem V/III-Verhältnis von 4 oder 5 bei $525°C$ und einer Wachstumsgeschwindigkeit von $0,3nm/s$ abgeschieden. Die Wachstumsbedingungen sind also optimal für die Herstellung hochwertiger Proben und glatter Grenzflächen geeignet. Das (GaIn)(NAs) wurde mit einer Wachstumsgeschwindigkeit von ca. $0,065nm/s$ mit einem Indium-Gehalt von 30% und einem Stickstoff-Gehalt von 1% bis 2% hergestellt. Um die Untersuchungsergebnisse direkt auf Bauelementeigenschaften übertragen zu können, wurden sowohl auf der Barriere als auch auf dem Quantenfilm eine Wachstumsunterbrechung von $20s$ durchgeführt. Diese Unterbrechung war aus wachstumstechnischen Gründen sinnvoll und für Grenzflächenuntersuchungen hilfreich, da man an kurz wachstumsunterbrochenen Proben die Strukturcharakteristik besonders gut beurteilen kann. Alle Wachstumsbedingungen und Unterbrechungszeiten sind weit weg von kritischen Werten (kritischer Stickstoffgehalt, Phasenübergangszeit, kritischer Verspannung).

In *Abbildung* 4.31 sind die Grenzflächen von $20s$ wachstumsunterbrochenen, $8nm$ dicken (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen gezeigt. Die erste Probe ist ein SQW und zeigt einen Quantenfilm, der nur GaAs als Unterlage hat. Die zweite Probe ist ein 5QW und hat als Unterlage vier (GaIn)(NAs)/GaAs-Perioden. Man erkennt keinen Unterschied in der Grenzflächencharakteristik. Sowohl die mittleren Inseldurchmesser als auch die Lochtiefen sind identisch. (GaIn)(NAs)-Quantenfilme zeigen also *keine* Strukturentwicklung im Übergitter, wenn die Wachstumsbedingungen *diesseits* des Phasensprungs gewählt werden.

4.5.2 Strukturentwicklung von Ga(N)As im (GaIn)(NAs)-Übergitter

4.5.2.1 Strukturentwicklung von GaAs im Übergitter

Schaut man sich dagegen die erste GaAs-Barriere im Vergleich zu den folgenden Barrieren an, so findet man einen deutlichen Unterschied. In *Abbildung* 4.32, linkes Bild ist Unterlage des ersten Quantenfilms abgebildet. Sie zeigt die Monolagenterrassenstruktur, die man bei den gewählten Wachstumsbedingungen von

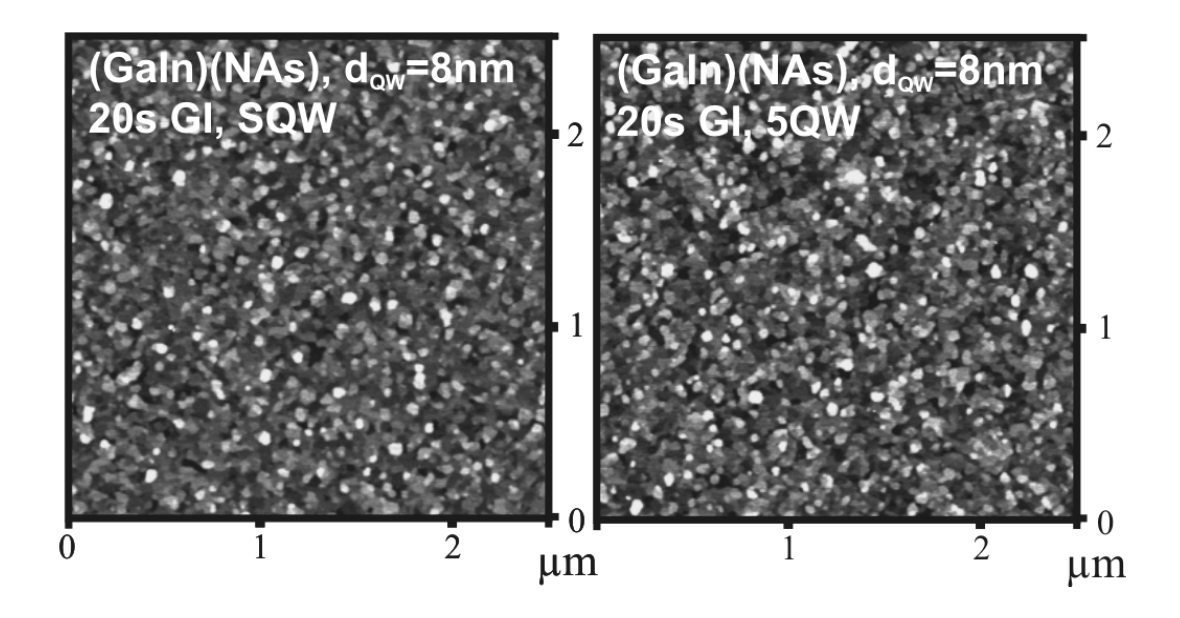


Abbildung 4.31: Strukturentwicklung von (GaIn)(NAs)-Grenzflächen in Heterostrukturen. Links: erster abgeschiedener Quantenfilm. Rechts. 5. abgeschiedener Quantenfilm.

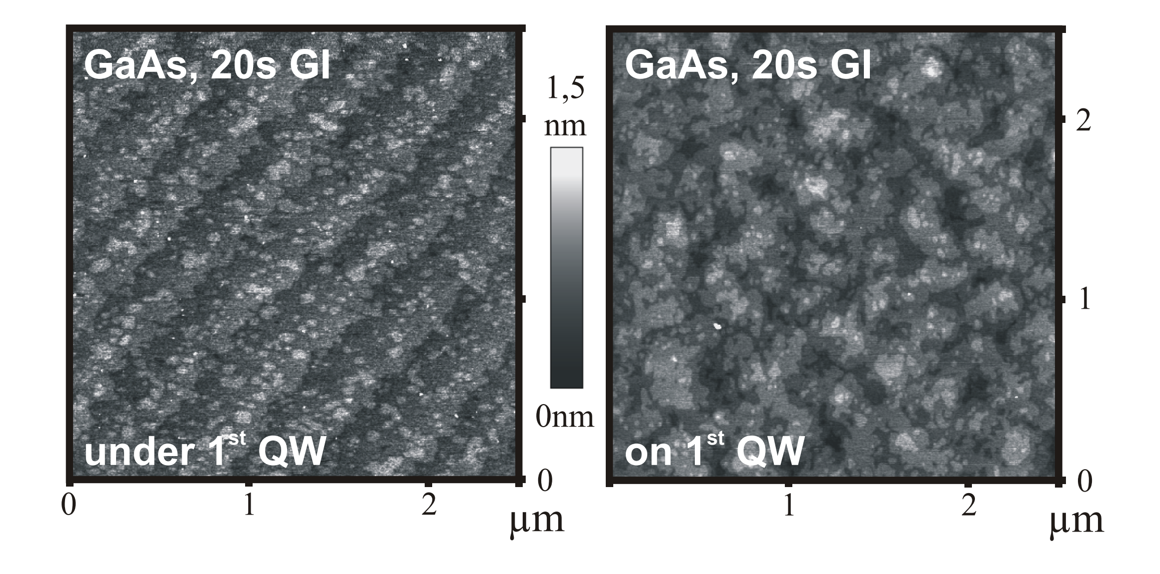


Abbildung 4.32: Strukturentwicklung in der (GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostruktur. Links: 1. GaAs-Barriere, enthält noch kein (GaIn)(NAs)-QW. Rechts: 2. GaAs-Barriere, enthält einen (GaIn)(NAs)-QW.

GaAs erwartet. Das zweite Bild stellt die Unterlage des zweiten Quantenfilms dar. Man erkennt Insel-auf-Insel-Wachstum, was eine völlig andere Grenzflächencharakteristik zur Folge hat. Die GaAs-Grenzfläche ähnelt dem GaAs, welches mit einem zu hohen V/III-Verhältnis abgeschieden wurde. Die beiden gezeigten Schichten wurden jedoch unter identischen Bedingungen gewachsen. Der Unterschied besteht lediglich in der Einbettung von (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen. Wiederholt man das Experiment und überwächst stattdessen gleich verspannte $(GaIn_{0,26})As$-Quantenfilme, so zeigen die GaAs-Barrieren diese Strukturentwicklung nicht und behalten ihr Monolagenterrassen-Wachstum bei. Die GaAs-Barriere nach dem ersten (GaIn)(NAs)-Quantenfilm sieht gleich aus wie alle folgenden. Sowohl die Wachstumscharakteristik als auch die Höhenmodulation auf der Barriere sind für den ersten bis fünften Quantenfilm weitgehend gleich.

4.5.2.2 Variation der Barrierendicke

Um die Änderung der Wachstumscharakteristik von GaAs auf (GaIn)(NAs)-Schichten weiter zu untersuchen, wurde die Schichtdicke der GaAs-Barriere variiert. In Nau [54] wurde gezeigt, dass GaAs die Tendenz zeigt, bei zunehmender Schichtdicke den Gleichgewichtswachstumsmodus, also das Monolagenterrassenwachstum, anzunehmen. Man sollte also annehmen, dass mit zunehmender Barrierendicke die Grenzflächen ausglätten. In *Abbildung* 4.33 sind $20s$ wachstumsunterbrochene innere Grenzflächen von $20nm$ bzw. $60nm$ dicken GaAs-Barrieren gezeigt. Es handelt sich jeweils um fünffach-$(Ga_{0,7}In_{0,3})(N_{0,014}As_{0,986})$/GaAs-Heterostrukturen, die sich nur in der Barrierendicke unterscheiden. Statt des erwarteten Ausglättens beobachtet man eine Aufrauung der Grenzfläche mit zunehmender Schichtdicke. Die Höhenmodulation des Insel-auf-Insel-Wachstums und die Größe der Insel-Zellen nehmen zu. Man beobachtet also einen Einfluss der (GaIn)(NAs)-Schichten auf das GaAs-Wachstum, der über $60nm$ Schichtdicke zunehmend Auswirkung zeigt. Damit sind Verschleppungen während des Wachstums aus dem Reaktor auf die Schicht oder sonstige externe Einflüsse als Ursache auszuschließen, da diese mit zunehmender Schichtdicke abnehmen sollten. Bleiben intrinsische Ursachen, die in den Eigenschaften des quaternären Materials begründet sein müssen. Die ternären Basismaterialien verursachen keine vergleichbaren Effekte, weshalb auch die (makroskopische) Verspannung der Quantenfilme oder die integrierte Verspannung als Ursache nicht in Frage kommen.

4.5.2.3 Variation der Quantenfilmdicke

Variiert man bei konstanter Barrierendicke die Quantenfilmdicke, so ergibt sich die in *Abbildung* 4.34 gezeigte Abhängigkeit. Dargestellt sind die Barrieren-Oberseiten von 5QW-Strukturen mit $60nm$ dicken GaAs-Barrieren und $4,2nm$, $8,5nm$ bzw. $17nm$ dicken $(Ga_{0,7}In_{0,3})(N_{0,015}As_{0,985})$-Quantenfilmen. Die Proben wurden unter identischen Bedingungen abgeschieden. Man erkennt eine zuneh-

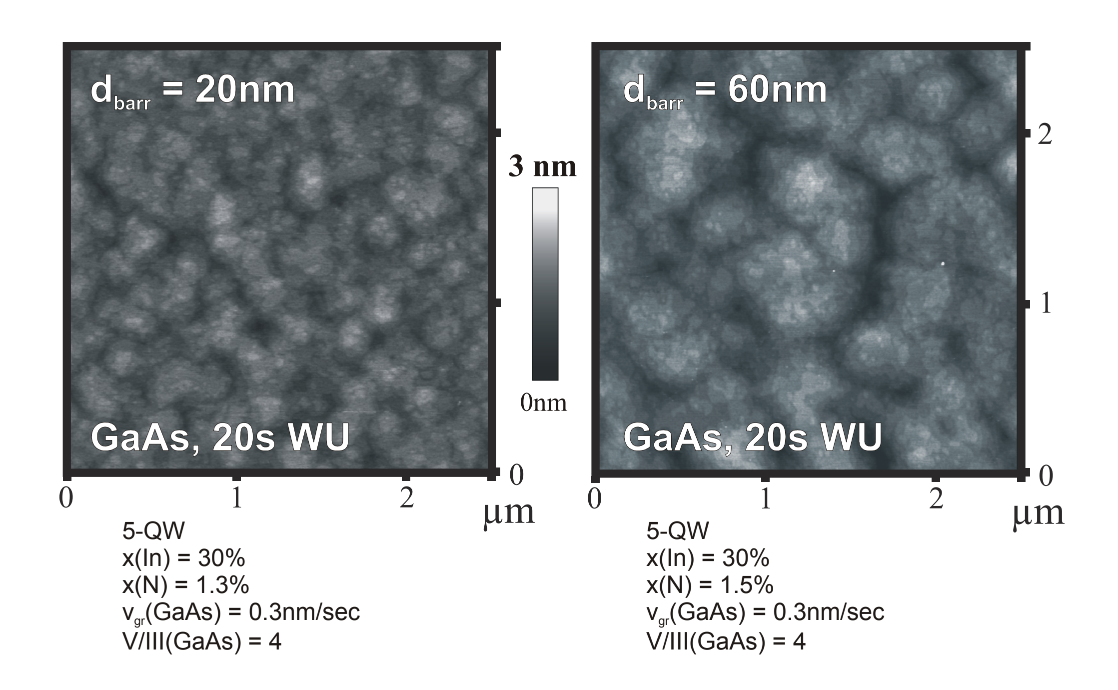


Abbildung 4.33: Variation der GaAs-Barrierendicke von 5QW-(GaIn)(NAs)/GaAs-Strukturen bei konstanter Quantenfilm-Dicke und -Zusammensetzung.

mende Aufrauung der GaAs-Barriere mit zunehmender Quantenfilmdicke. Die Stärke des Einflusses auf das GaAs-Wachstum hängt also von der Schichtdicke des darunter liegenden (GaIn)(NAs) ab.

4.5.2.4 Strukturentwicklung von Ga(NAs) im (GaIn)(NAs)-Übergitter

Benutzt man statt GaAs Ga($N_{0,01}As_{0,99}$) als Barrierenmaterial, tritt der Aufrauungsprozess noch deutlicher zutage. In *Abbildung* 4.35 sind Ga(NAs)-Barrieren-Grenzflächen von zwei 5QW-Strukturen gezeigt, die sich nur im Quantenfilmmaterial unterscheiden. Die Barrieren wurden unter vergleichbaren Wachstumsbedingungen abgeschieden ($d(Barr) = 20nm{-}35nm, v_{gr} = 0,04nm/s, p_p(UDMHy) = 0,05mbar$, $p_p(TBAs) = 0,013mbar$). In der ersten Probe sind (GaIn)(NAs)-Quantenfilme eingebettet, in der zweiten Probe (GaIn)As. Die Verspannung der Quantenfilme ist mit $3,7\%$ bzw. $3,9\%$ nahezu gleich. Die Ga(NAs) auf (GaIn)(NAs)-Grenzfläche weist eine erhebliche Rauhigkeit auf, während die Ga(NAs) auf (GaIn)As-Grenzfläche Monolagenterrassen-Wachstum zeigt. Auch bei diesem Barrierenmaterial beobachtet man eine Strukturänderung, die von der Art des Quantenfilmmaterials abhängt und nichts mit Nukleationsproblemen auf (GaIn)(NAs) zu tun hat. Auch scheidet die Verspannung des Quantenfilmmaterials als Ursache für den geänderten Wachstumsmodus aus, da gleich verspannte (GaIn)As-Quantenfilme, die in ansonsten identische Heterostrukturen eingebaut sind, nicht

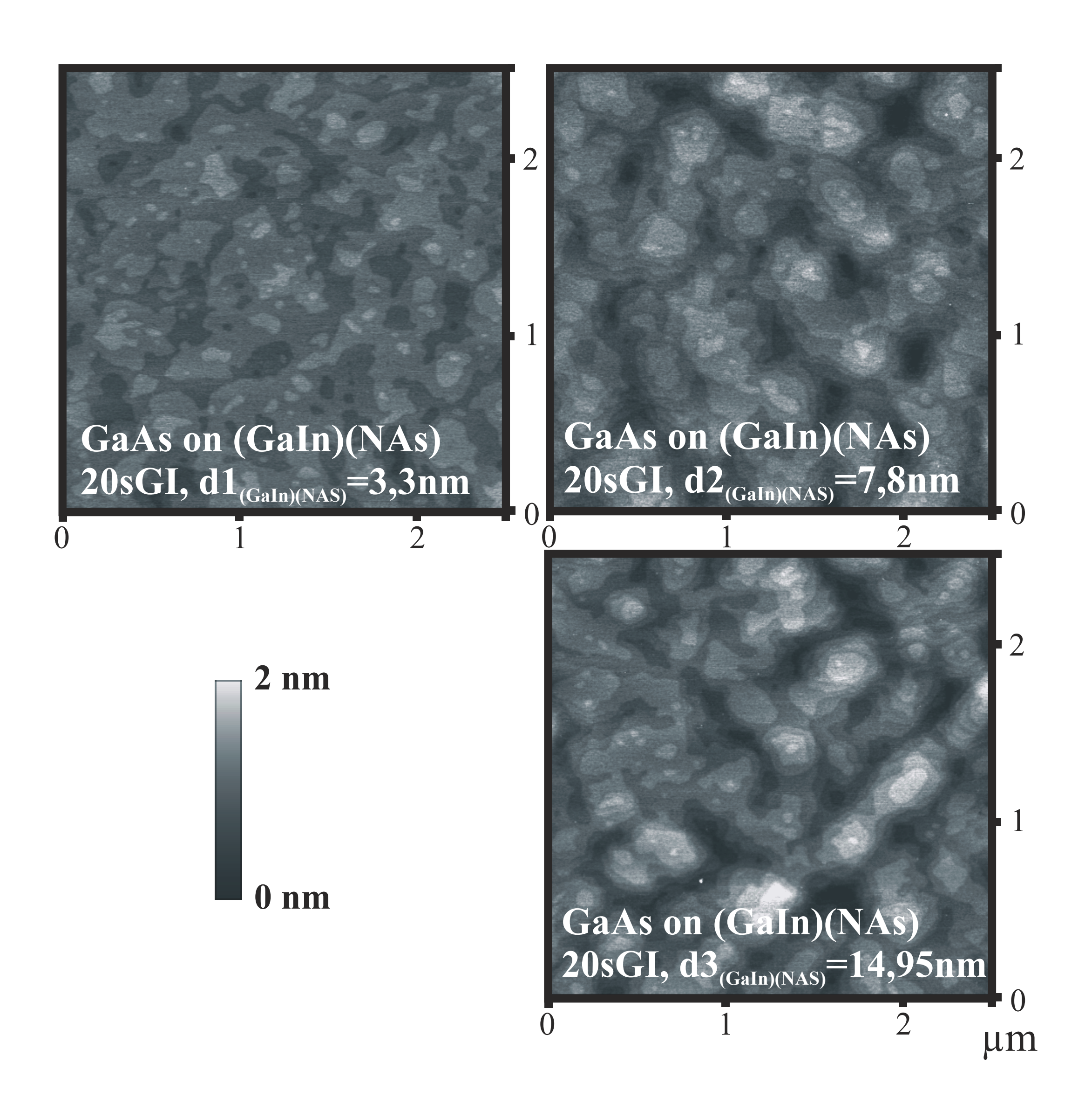


Abbildung 4.34: 60nm GaAs-Barrieren von 5QW-(GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostrukturen. Die Dicke der Quantenfilme wurde bei konstanter Zusammensetzung variiert.

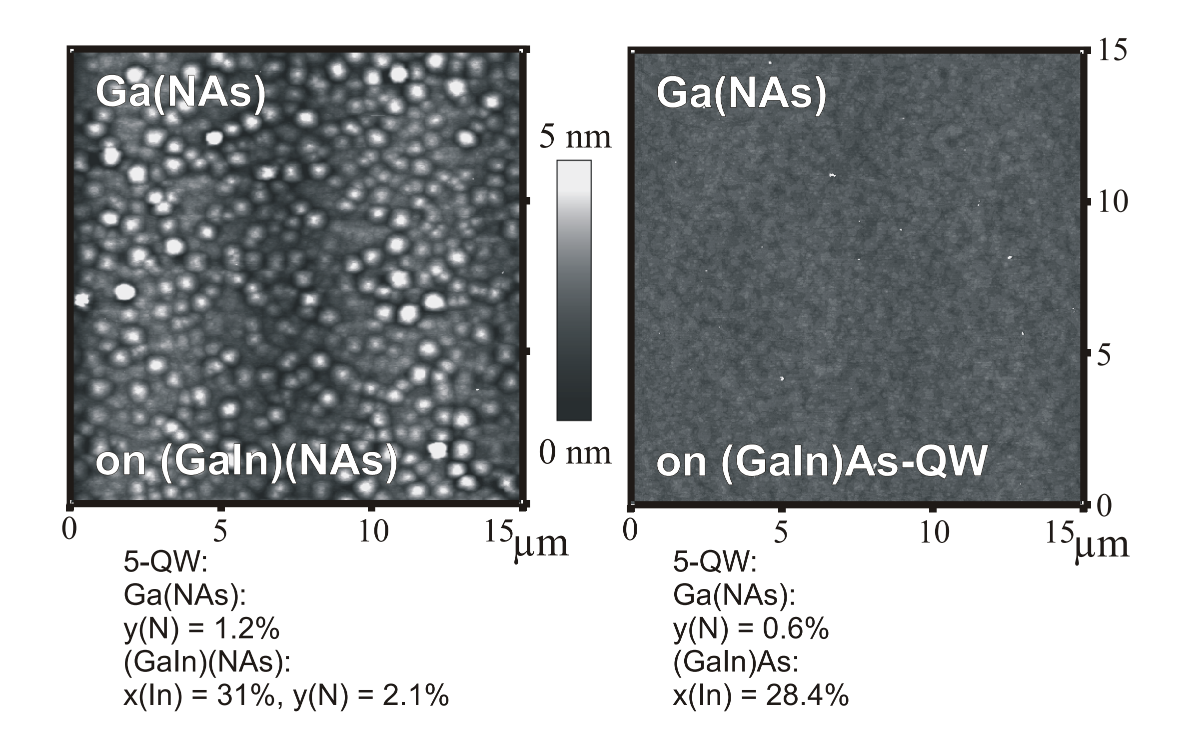


Abbildung 4.35: Ga(NAs)-Barrieren von 5QW-(GaIn)(**N**As)/Ga(NAs)-, bzw. 5QW-(GaIn)As/Ga(NAs)-Heterostrukturen. Die makroskopische Verspannung der Quantenfilme ist ähnlich.

den gleichen Effekt verursachen. Interessant ist, dass die Zugabe von Stickstoff in GaAs-Barrieren die Strukturänderung deutlich verstärkt. Ga(NAs)-Barrieren reduzieren die integrierte Verspannung der Heterostruktur und sollten eigentlich günstig für die Ausbildung guter Schichten sein.

Alle bisher gemachten Untersuchungen deuten an, dass es sich bei den beobachteten Strukturbildungsphänomenen um den Effekt von lateral inhomogenen mikroskopischen Verspannungen handelt, die ihren Ursprung in dem Wechselspiel von Stickstoff und Indium in (GaIn)(NAs) haben. Durch den deutlichen Größenunterschied von In- und N-Atomen, könnte es durch statistische Konzentrationsfluktuationen zu lokalen Verspannungszentren kommen, die einen Einfluss auf die Strukturbildung haben. Verzerrte Bereiche einer Wachstumsoberfläche verfügen über unterschiedliche chemische Potentiale und beeinflussen die Diffusion und den Einbau von Adatomen. Dies könnte z.B. den unterschiedlichen Wachstumsmodus von GaAs verursachen. Ga(NAs) könnte aufgrund des Gitter-verzerrenden Charakters von Stickstoff besonders empfindlich auf solche Felder reagieren. Im Umkehrschluss könnte man das Wachstum von GaAs als „Monitor“ für innere, lateral inhomogene Verspannungsfelder ansehen. Dazu müsste man jedoch die zugrunde liegenden Mechanismen atomistisch verstehen lernen.

4.5.3 Lateral inhomogene Verspannungsfelder

Starke Hinweise auf die tatsächliche Anwesenheit solch lateral inhomogener Verspannungsfelder ergeben sich aus den folgenden Experimenten: Führt man auf GaAs einen Ausheizzyklus durch, erhält man perfekt ausgeglättete Monolagenterrassen. Dieses gilt sogar dann, wenn man auf stark höhenmodulierten, 120s wachstumsunterbrochenen (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen GaAs abscheidet und ausheizt. Die erhaltene Struktur ähnelt *immer Abbildung* 4.15, wie in verschiedenen Experimenten nachgewiesen wurde. Scheidet man nun nicht die vollständige GaAs-Barriere vor dem Aufheizzyklus ab, sondern nur einen Teil, heizt aus und setzt das Barrierenwachstum bei niedrigen Temperaturen fort, so kann man eine definiert glatte GaAs→GaAs-Grenzfläche in der Barriere herstellen. Nukleationsprobleme oder eine Wachstumscharakteristik, die von bestimmten Inselformen oder Stufenkanten abhängt, können auf diese Weise als Ursache für die Grenzflächenstruktur der Barrieren*oberfläche* ausgeschlossen werden. In *Abbildung* 4.36, linkes Bild ist die GaAs-Barrierenoberseite einer 5QW-$(Ga_{0,72}In_{0,28})(N_{0,024}As_{0,976})/GaAs/\backslash$GaAs-Struktur gezeigt. Nach der Abscheidung von $18nm$ GaAs ($v_{gr} = 0,03nm/s$, $V/III = 20$, vgl. *Abbildung* 4.13, 3. Bild) wurde die Temperatur auf $625°C$ erhöht, auf $525°C$ abgesenkt und weitere $60nm$ (bzw. $18nm$) unter identischen Wachstumsbedingungen abgeschieden. Man erkennt Insel-auf-Insel-Wachstum, als ob man den Aufheizzyklus in der Barriere nicht durchgeführt hätte. Reduziert man die Schichtdicke der zusätzlich aufgewachsenen GaAs-Schicht auf $18nm$, so findet man auch bei diesem Experiment eine glattere GaAs-Grenzfläche (AFM-Aufnahme nicht gezeigt). Je *dicker* die aufgewachsene GaAs-Schicht ist, desto

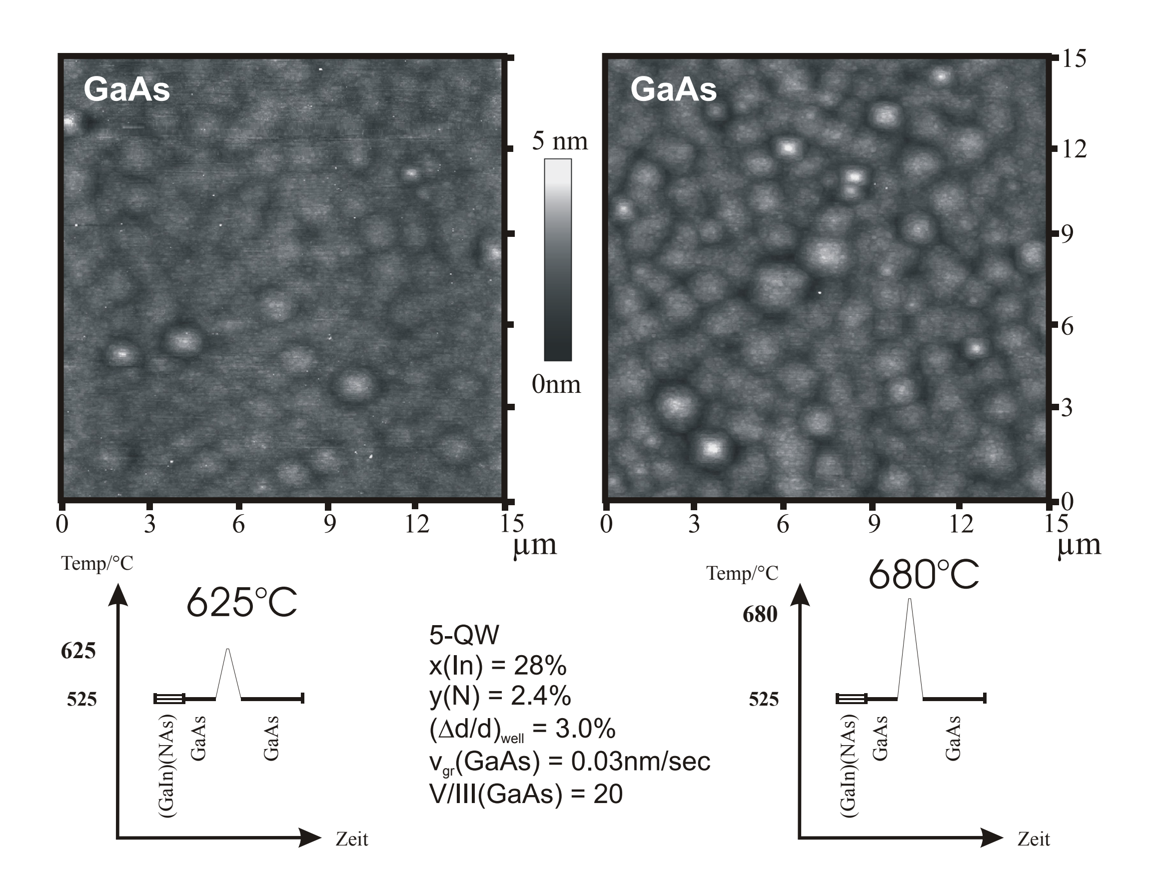


Abbildung 4.36: 20s wachstumsunterbrochene GaAs-Barrieren von 5QW-(GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostrukturen. Innerhalb der Barrieren wurde eine Aufheizzyklus zur Ausglättung durchgeführt.

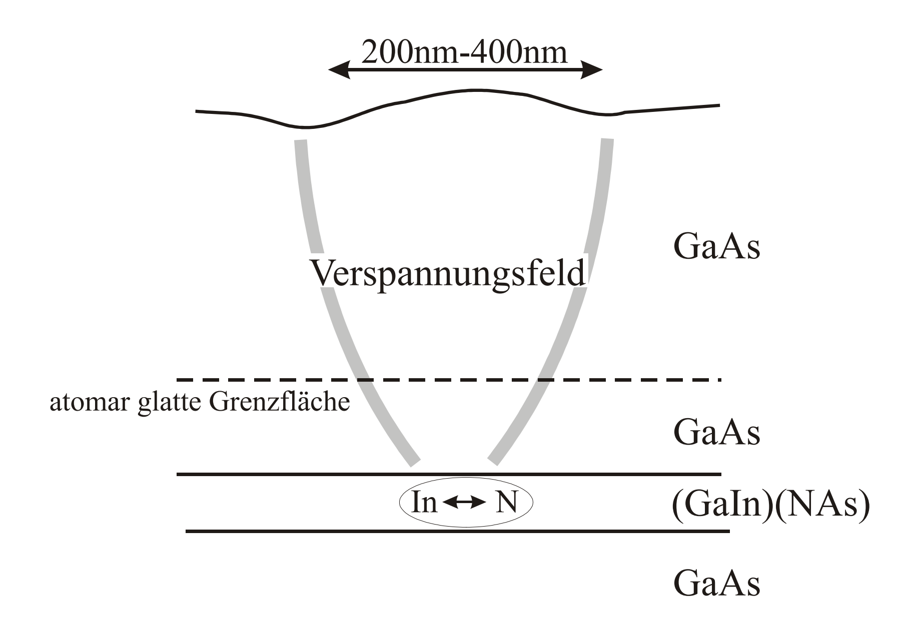


Abbildung 4.37: Modellvorstellung von lateral inhomogenen Verspannungsfeldern, die ihren Ursprung im (GaIn)(NAs)-Quantenfilm haben: Sie wirken durch atomar glatte GaAs-Zwischenschichten hindurch und beeinflussen das GaAs-Wachstum.

größer ist die Höhenmodulation. Führt man die analogen Überwachsexperimente mit *(GaIn)As*/GaAs/\GaAs-Heterostrukturen durch, so findet man Monolagenterrassenwachstum auf den Barrierenoberseiten. Die in diesen Experimenten eingebetteten (GaIn)As-Quantenfilme waren etwa gleich verspannt, wie die (GaIn)(NAs)-Quantenfilme der zuvor beschriebenen Proben, verursachen allerdings nicht die ungewöhnliche Stukturbildung auf den Barrierenoberseiten.

Man beobachtet also eine Wirkung durch die atomar glatte GaAs-Zwischen-Grenzfläche hindurch, die nur von (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen verursacht wird. Diese Wirkung könnte ein Verspannungsfeld sein. Als Modelvorstellung möge *Abbildung* 4.37 dienen. Nimmt man an, dass durch die besondere Wechselbeziehung von Stickstoff- bzw. Indiumatomen im (GaIn)(NAs) der Quantenfilm lateral inhomogen verspannt ist, d.h. dass die Gitterkonstante in der Schichtebene nicht überall mit der GaAs-Gitterkonstante des Substrates übereinstimmt, so könnte sich das Diffusions- und Einbauverhalten des GaAs ändern. Solche Effekte sind vom Stranski-Krastonov-Wachstum bekannt. Allerdings ist hierbei die Verspannung des Systems viel größer (7%). Theoretische Untersuchungen für das GaAs/InAs-System (MBE) [88] belegen, dass sowohl die Art der Rekonstruktion der Wachstumsoberfläche als auch die Bindungsenergien und die Diffusionsbarrieren abhängig von der lateralen Verzerrung sind. So hat z.B. eine Dehnung der GaAs-Gitterkonstante zur Folge, dass sich bevorzugt In-Atome an dieser Stelle einbauen. Dies führt bei der Abscheidung von mehrlagigen Quantenpunkt-Schichten dazu, dass die Punkte in Wachstumsrichtung korreliert übereinander aufwach-

sen. Einen vergleichbaren Effekt findet man auch in (GaIn)(NAs)-Übergittern, die mit einem überkritischen Stickstoffgehalt abgeschieden wurden. Zwar ist die makroskopische Verspannung dieses Systems vernachlässigbar, durch bestimmte Anordnungen von Stickstoff und Indium kann jedoch das Gitter lokal stark verzerrt sein und damit die beobachteten Effekte auslösen. Eine Korrelation von Strukturveränderungen findet man auch in der Wachstumsunterbrechungsserie auf (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen (siehe *Abbildung* 4.26). Die lateral inhomogenen Verspannungsfelder werden offenbar auch in dieser Probenserie nicht durch den Aufheizzyklus zum Verschwinden gebracht. Der Zyklus bewirkt zwar eine vertikale Ausglättung der Atomlagen, jedoch keine laterale Entspannung des Gitters. Da die Verspannungsfelder, die durch (GaIn)(NAs)-Schichten in eine Heterostruktur eingebracht werden, auch auf das Wachstum von (GaIn)(NAs) selbst einwirken, erklärt sich der strukturelle Unterschied des ersten abgeschiedenen Quantenfilm von allen folgenden in *Abbildung* 4.26. Für kurz wachstumsunterbrochene (GaIn)(NAs) wurde dieser Effekt, der zur Strukturentwicklung im Übergitter führt, nicht beobachtet (siehe *Abbildung* 4.31). Das deutet darauf hin, dass durch die Wachstumsunterbrechung, insbesondere nach dem Phasenübergang, die Verspannungsfelder zunehmen.

Der Effekt der Verspannungsfelder auf das Wachstum von GaAs ist kleiner als das Bestreben von GaAs, seinen Gleichgewichtszustand, die Monolagenterrasse, anzunehmen. Ansonsten würde man auf GaAs/(GaIn)(NAs)-Barrieren keine Ausglättung durch den Aufheizzyklus oder lange Wachstumsunterbrechungszeiten beobachten können. Dies gilt anscheinend nicht für Ga(NAs)/(GaIn)(NAs)-Barrieren. Dort führt ein Ausheizzyklus in den Barrieren sogar zur Aufrauung. Auch lange Wachstumsunterbrechungszeiten von $120s$ glätten eine modulierte Barrierengrenzfläche nicht aus.

Ungewöhnlich ist die zunehmende Aufrauung von GaAs-Barrieren mit zunehmender Schichtdicke. Lateral inhomogene Verspannungsfelder klingen in Wachstumsrichtung mit 1/(Abstand vom Verspannungsursprung) ab [89]. Somit sollte man mit zunehmender Schichtdicke einen Wechsel des GaAs-Wachstumsmodus hin zum Monolagenterrassenwachstum erwarten. Stattdessen findet man eine Vergrößerung der Insel-auf-Insel-Strukturen. Auf $60nm$ dicken GaAs-Barrieren weisen die Basis-Inseln Durchmesser von $200nm - 400nm$ auf. Evtl. ist diese Strukturbildung eine Folge einer Überlagerung von verschiedenen, regelmäßig angeordneten Verspannungszentren im Quantenfilm. Dies ist mit der Grenzflächenuntersuchungsmethode allerdings nicht herauszufinden.

Eine neuartige, von Torunski und Volz vorgestellte Untersuchungsmethode [90] erlaubt mittels des Transmissionselektronenmikroskops an demselben Probenort die gleichzeitige Abbildung des chemisch sensitiven (002)-Reflexes und des verspannungssensitiven (022)-Reflexes von (GaIn)((N)As)-Heterostrukturen. Damit kann man Verspannungsfelder in Querschnittsproben sichtbar machen und die Zuordnung zu (inhomogenen) Elementverteilungen am selben Ort als Ursache herstellen. Man findet sowohl bei (GaIn)As/GaAs- als auch (GaIn)(NAs)/GaAs-

Heterostrukturen eine homogene In-Verteilung in den Quantenfilmen. In den untersuchten (GaIn)(NAs)-Proben ist auch keine durch Stickstoff verursachte Kontrastfluktuation erkennbar. Dagegen zeigt der verspannungssensitive Reflex bei den (GaIn)(NAs)-Proben in Wachstumsrichtung ausgerichtete Verspannungskolumnen, die in relativ *regelmäßigen* Abständen in der Quantenfilmebene auftreten. Eine Fourier-Analyse ergibt einen mittleren Abstand der Kolumnen, der etwa dem mittleren Inseldurchmesser entspricht, der auf inneren (GaIn)(NAs)-Grenzflächen gefunden wurde (ca. $5nm - 20nm$). Eine vergleichbare Verspannungsstruktur findet man nicht in (GaIn)As-Proben. Aus diesen Untersuchungsergebnissen kann man mehrere Dinge folgern: Es gibt in (GaIn)(NAs)-Schichten lateral inhomogene Verspannungsfelder, die eine Auswirkung auf das nachfolgende GaAs-Wachstum haben könnten. Diese Verspannungsfelder werden nicht durch Indium alleine verursacht, wie sowohl die Grenzflächenuntersuchungsmethode als auch die TEM-Untersuchungen ergeben. Die Verspannungskolumnen könnten mit den Inseln auf inneren (GaIn)(NAs)-Grenzflächen übereinstimmen und Folge von nichttetragonalen Verzerrungen an den Inselkanten sein. Ein anderer Ursprung der Verspannungsfelder könnte das Auftreten von Stickstoff-Stickstoff-übernächste-Nachbar-Paaren sein. Bei den geringen N-Gehalten kommen diese relativ selten vor und könnten das Gitter lokal stark verzerren. Ebenso ist eine gegenseitige Beeinflussung beider Möglichkeiten nicht auszuschließen.

Als dritte denkbare Ursache für lateral inhomogene Verspannungsfelder könnte ein Kohlenstoff-Stickstoff-Komplex in Frage kommen, bei dem der Kohlenstoff auf dem Gruppe-III-Platz und Stickstoff auf dem Gruppe-V-Platz eingebaut wäre. Aufgrund der kurzen und stabilen C-N-Bindung sollte ein solcher Komplex eine erhebliche Störung des Kristallgitters verursachen. Die Herkunft des Komplexes wäre vermutlich der methylierte Teil des UDMHy-Moleküls. Im Kapitel 5.5 wird die Korrelation zwischen der Schwellstromdichte von Breitstreifenlaserdioden und der Konzentration eines Kohlenstoff-Defektes im aktiven (GaIn)(NAs)-Quantenfilmmaterial beschrieben. Möglicherweise handelt es sich um den C-N-Komplex, der sowohl die strukturellen als auch die elektronischen Eigenschaften von (GaIn)(NAs)-Proben negativ beeinflusst.

Die regelmäßige Anordnung der Verspannungskolumnen in (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen könnte eine *Überlagerung* von Verspannungsfelden in den Barrieren bewirken, die die großen Insel-Strukturen auf den folgenden (dicken) Schichten hervorruft. Eine Zuordnung jeder individuellen GaAs-Insel zu einer individuellen lokalen Ursache im Quantenfilm ist zwar nicht ausgeschlossen, aber relativ unwahrscheinlich. Für ein abschließendes Wachstums- und Strukturbildungsmodel sind noch zu viele Fragen offen, die nach weiterer Untersuchung verlangen.

Der direkte Nachweis von lateral inhomogenen Verspannungsfeldern in (GaIn)(NAs)-Schichten mittels des TEMs, unterstützt die Interpretation der unterschiedlichen GaAs-Wachstumsmodi als Verspannungs-Phänomen. Damit erscheint die Zuordnung von mikroskopischen oder mesoskopischen (GaIn)(NAs)-Eigenschaften zur GaAs-Barrierenstruktur legitim und motiviert weitere Untersuchungen.

Wenn man die Strukturbildung auf eine besondere Anordnung von Stickstoff- und Indiumatomen zurückführt und wenn gleichzeitig das Diffusionsmodell für das Ausheilen gilt [91], [92], [93], so könnte es einen Zusammenhang der Strukturbildung von den Ausheilbedingungen geben. Man muss Ausheil-Temperaturen oberhalb von $650°C$ wählen, um einen deutlichen Effekt auf die optischen Eigenschaften zu erkennen. Um einen „Homogenisierungseffekt“ durch das Ausheilen auf die Strukturbildung zu unterbinden, wurde die Ausheiztemperatur im Ausheiz-Experiment, welches in *Abbildung* 4.36 dargestellt ist, in der Barriere auf $625°C$ beschränkt (linkes Bild). Im rechten Bild der *Abbildung* 4.36 wurde die Ausheiztemperatur zu $680°C$ gewählt. Bei dieser Temperatur erkennt man bereits deutliche Auswirkungen des *Annealings* auf die optischen Eigenschaften von (GaIn)(NAs)-Heterostrukturen. Nach der Vorstellung, das Stickstoff über As-Leerstellen von einer Ga-reichen in eine In-reiche Nächste-Nachbarn-Umgebung während des Ausheilens übergeht, könnte man eine Homogenisierung der Verspannungsfelder und damit einen geringeren Einfluss auf die Grenzflächenmorphologie erwarten. Tatsächlich beobachtet man den gegenteiligen Effekt. Die Grenzfläche weist eine deutlich erhöhte Rauhigkeit auf. Die Ursache hierfür ist noch unklar.

Die Höhenmodulation auf den GaAs-Barrieren hängt bei identischen Wachstumsbedingungen der Barrieren von den Eigenschaften des aktiven Materials ab. Man kann (GaIn)(NAs)-Quantenfilme abscheiden, die deutlich geringere Modifikationen des GaAs-Wachstums hervorrufen als die gezeigten Proben. Die nominelle Zusammensetzung kann dabei sehr ähnlich sein, weshalb die Ursache für den Unterschied noch nicht vollständig aufgeklärt ist. In *Abbildung* 4.38 sind als Beispiel zwei (GaIn)(NAs)-5QW-Strukturen gezeigt. Abgebildet sind die GaAs-Barrieren, die nach $18nm$ Abscheidung jeweils bei $625°C$ ausgeheizt wurden und mit weiteren $60nm$ GaAs überwachsen wurden. Die Zusammensetzung und die makroskopische Verspannung der aktiven Materialien sind, wie in *Abbildung* 4.38 angegeben, vergleichbar. Trotzdem ist der beobachtete Wachstumsmodus des GaAs unterschiedlich. Im einen Falle beobachtet man Insel-auf-Insel-Wachstum, im anderen Falle Monolagenterrassenwachstum. Die Proben wurden mit unterschiedlichem V/V-Verhältnis bei gleichem UDMHy-Partialdruck abgeschieden. Der TBAs-Partialdruck war für die links abgebildete Probe 2,45 mal niedriger als für die Probe, die auf dem rechten Teilbild abgebildet ist[25]. Wenn man das GaAs-Wachstum als Monitor für lateral inhomogene Verspannungsfelder ansieht, bedeutet das, dass die beiden Proben unterschiedliche laterale Verspannungsfelder im *Quantenfilm* aufweisen. Vermutlich fördert ein zu hohes V/V-Verhältnis die Ausbildung solcher Verspannungsfelder.

[25] Der TEGa- und der UDMHy-Partialdruck waren für beide Proben gleich. Der Indium-Partialdruck musste aufgrund eines unterschiedlichen Einbaukoeffizienten verändert werden. Alle anderen Wachstumsparameter wurden identisch gewählt.

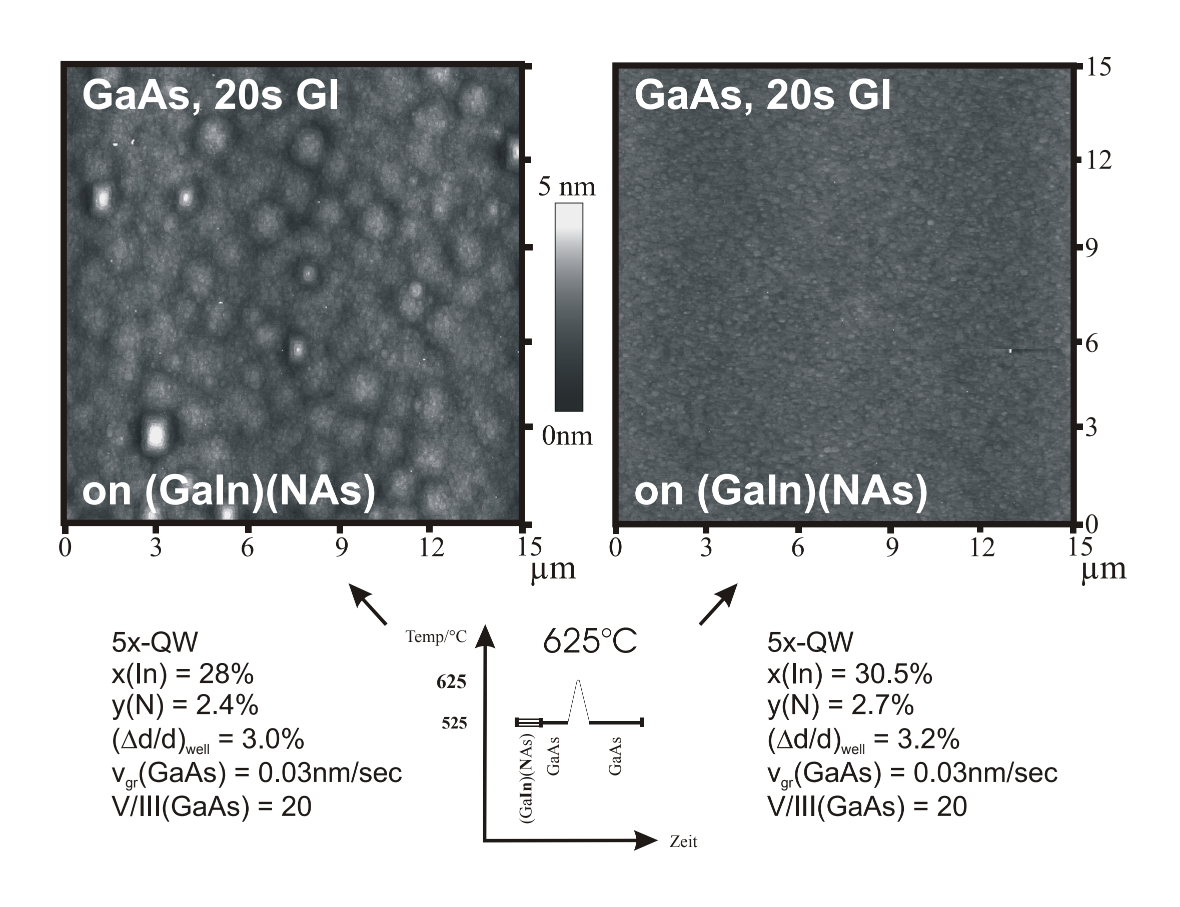


Abbildung 4.38: Unterschiedliche Grenzflächenmorphologie von GaAs-Barrieren auf nominell ähnlichen (GaIn)(NAs)/GaAs-5QW-Strukturen.

4.6 Strukturbildung und optische Eigenschaften

Die optische Qualität von Quantenfilmproben hängt nicht nur von den intrinsischen Materialeigenschaften ab, sondern auch von der Struktur der Grenzflächen [82], [53]. Die von den Grenzflächen verursachten Effekte (z.B. PL(E)-Linienverbreiterung oder *Stokes-Shift*) werden dabei besonders bei qualitativ hochwertigen Proben deutlich und können leicht durch nicht optimale Materialeigenschaften überdeckt werden (z.B. durch den *Moss-Burstein-Shift* [94]). Die typischen Linienbreiten von (GaIn)(NAs)-Quantenfilm-Proben liegen im Bereich von $40meV$ bis $80meV$ bei Raumtemperatur und sind damit deutlich breiter als z.B. (GaIn)As-Linienbreiten, die bei $10meV$ bis $40meV$ liegen. Man könnte daher annehmen, dass für (GaIn)(NAs)-Proben der Einfluss der Grenzflächeneigenschaften auf die optischen Eigenschaften vernachlässigbar ist [87]. In diesem Materialsystem gibt es allerdings Beziehungen zwischen der Strukturbildung und den optischen Eigenschaften, die aus dem metastabilen Charakter von (GaIn)(NAs) und dem Auftreten von inhomogenen Verspannungsfeldern resultieren. Bestimmte Materialmerkmale von (GaIn)(NAs) wirken sich sowohl auf die optischen als auch auf die strukturelle Eigenschaften aus, so dass man Korrelationen zwischen den Untersuchungsgrößen finden kann. Die physikalischen Mechanismen sind allerdings im Detail noch nicht aufgeklärt.

Man kann die Strukturbildung auf GaAs-Barrieren als Indiz für das Vorhandensein von inhomogenen Verspannungsfeldern ansehen. Gitterverzerrungen können piezoelektrische Felder in den Proben zur Folge haben, wenn sie die kubische bzw. tetragonale Kristallsymmetrie brechen und polare Kristallachsen schaffen[26] [87]. In (hexagonalen) Heterostrukturen aus reinen Ga- und In-Nitriden spielen piezoelektrische Felder eine wesentliche Rolle für die optischen Eigenschaften. Im kubischen (GaIn)(NAs)-System, das nur über einen geringen Stickstoffgehalt verfügt, könnten solche Felder in deutlich abgeschwächter Form auch auftreten. Lateral inhomogene elektrische Felder hätten eine effiziente Trennung von Ladungsträgerpaaren zur Folge und sollten einen großen Einfluss auf die Lumineszenzeffizienz einer Probe haben. Die Lumineszenzeigenschaften einer Probe werden ganz wesentlich durch Kristalldefekte bestimmt, die aus nichtidealen Wachstumsbedingungen des metastabilen Materials resultieren. Neben ihrer Eigenschaft als nichtstrahlende Rekombinationszentren könnten die Defekte auch einen Einfluss auf die Strukturbildung haben. Bei diesen Betrachtungen ist nicht unbedingt die Strukturbildung der Grund für unterschiedliche optische Eigenschaften, sondern sie ist evtl. selbst eine Folge ein und derselben Ursache.

In *Abbildung* 4.39 sind die Photolumineszenz-Spektren (PL-Spektren) der Proben dargestellt, deren Grenzflächenstrukturen in *Abbildung* 4.38 gezeigt sind. Man erkennt, dass beide Proben bei identischem Probenaufbau, ähnlicher chemischen Zusammensetzung und nahezu gleicher Emissionswellenlänge von $1310nm$

[26] Polare Kristallachsen haben kein Inversionszentrum.

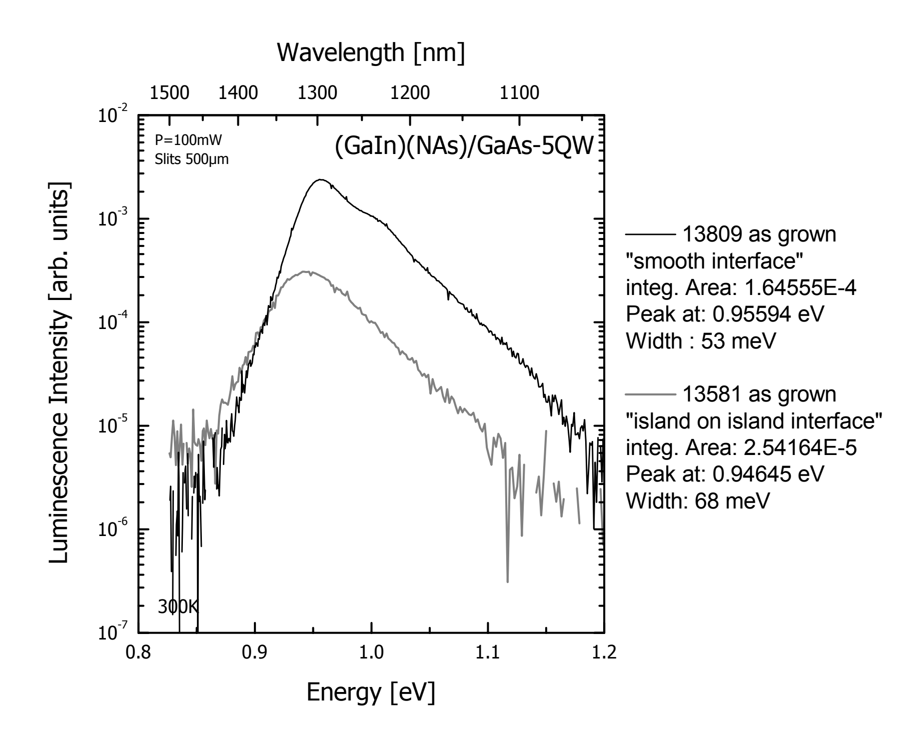


Abbildung 4.39: Raumtemperatur-Photolumineszenzspektren der zwei (GaIn)(NAs)/GaAs-5QW-Strukturen aus *Abbildung* 4.38.

bzw. von 1300nm eine unterschiedliche integrierte Lumineszenzintensität aufweisen. Die Probe, die über eine glatte GaAs-Barrierenmorphologie verfügt, lumineszsiert etwa 6,5-mal intensiver als die Probe, die Insel-auf-Insel-Wachstum aufweist. Diese Korrelation könnte als Effekt der lateral inhomogenen Verspannungsfelder gedeutet werden. Man kann allerdings nicht generell sagen, dass Proben, die über eine glatte Barrierenmorphologie verfügen, eine größere Lumineszenzintensität aufweisen. Auch ist der umgekehrte Schluss, dass verstärkte GaAs-Grenzflächenmodulationen auf schlechte Lumineszenz- oder Lasereigenschaften hindeuten, nicht immer richtig. Bei der beschriebenen Zuordnung handelt es sich um eine allgemeine Tendenz, die von anderen Effekten, z.B. dem Vorhandensein von Störstellen, kompensiert werden kann.

4.6.1 Wachstumsunterbrechungen

Man kann die Struktur von inneren Grenzflächen durch Wachstumsunterbrechungen modifizieren, um die optischen Eigenschaften von Quantenfilmen zu beeinflussen. Sowohl auf Ga((N)As)-Barrieren-Grenzflächen als auch auf (GaIn)(NAs)-Quantenfilm-Grenzflächen verursachen Wachstumsunterbrechungen erhebliche Strukturveränderungen, die im letzten Kapitel vorgestellt wurden. Besonders vorteilhaft für die optischen Eigenschaften sind korrelierte Grenzflächen, d.h. Ober- und Unterseite eines Quantenfilms sollten die gleiche Gestalt bei überall konstanter Film-Dicke haben.

Scheidet man identische (GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostrukturen ab, die sich nur in der Wachstumsunterbrechungszeit auf der GaAs→(GaIn)(NAs)-Grenzfläche unterscheiden, so findet man allerdings keine unterschiedlichen optischen Eigenschaften. In *Abbildung* 4.40 sind die integrierten PL-Intensitäten und PL-Linienbreiten als Funktion der Wachstumsunterbrechungszeit von SQW-Proben dargestellt. Die Wachstumsunterbrechungszeiten auf den GaAs-Barrieren wurden zwischen 20s und 200s variiert. In dieser Zeit glättet die makroskopische Inselstruktur wesentlich aus, wie in *Abbildung* 4.8 dargestellt ist. Auf den (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen wurde jeweils nach der kontinuierlichen Abscheidung von einer Monolage GaAs eine Wachstumsunterbrechung von 15s durchgeführt. Weder die integrierte PL-Intensität[27] noch die Halbwertsbreite der PL-Spektren oder die Emissionswellenlänge (hier nicht dargestellt) werden von der Wachstumsunterbrechung auf GaAs beeinflusst. Insbesondere ist der Stickstoffeinbau in die Quantenfilme nicht abhängig von der Dauer der Wachstumsunterbrechung.

Führt man unterschiedliche Wachstumsunterbrechungen unter TBAs-Stabilisierung auf (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen durch, so ergibt sich ein anderes Bild. Die Wachstumsunterbrechung führt zu der ungewöhnlichen Strukturbildung, die in *Abbildung* 4.22 und 4.23 dargestellt ist. Um die optischen Eigenschaften dieser

[27] Man beobachtet keinen Intensitätsverlust durch den Einbau von nichtstahlenden Störstellen and der Grenzfläche während der WU, was für eine saubere Anlage und hochreine Quellen spricht.

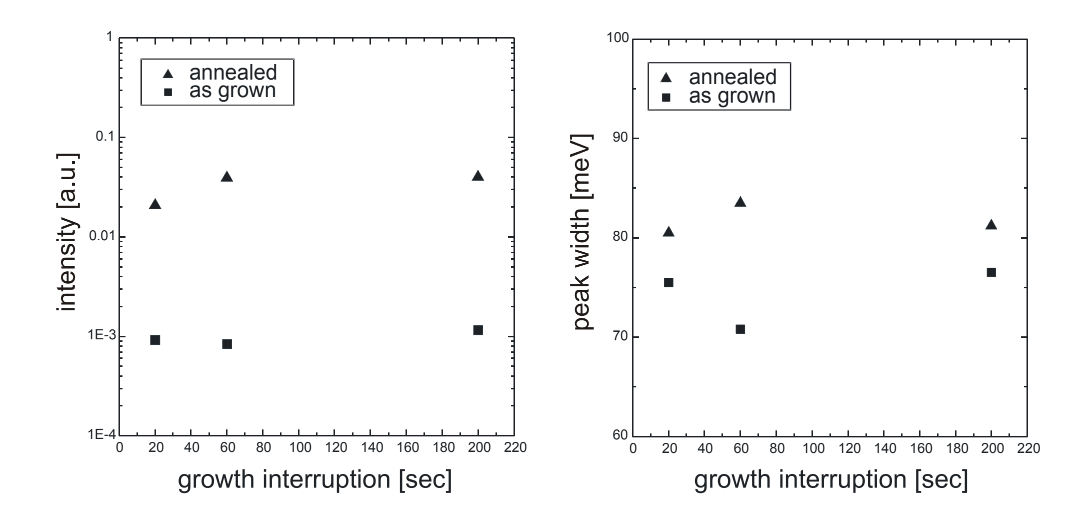


Abbildung 4.40: Integrierte PL-Intensität und PL-Linienbreite von (GaIn)(NAs)/GaAs-SQW-Strukturen als Funktion der Wachstumsunterbrechungszeit auf der Quantenfilmunterlage (GaAs-Barriere), (Raumtemperaturmessungen).

Proben zu untersuchen, wurden Raumtemperatur-Photolumineszenzmessungen an den Proben durchgeführt und die Halbwertsbreiten und die integrierte PL-Intensitäten bestimmt. In *Abbildung* 4.41 sind die Zusammenhänge dargestellt.

Man beobachtet Änderungen in der Halbwertsbreite und der integrierten PL-Intensität, die korreliert sind zu den beschriebenen Morphologieänderungen. Die Halbwertsbreite steigt bis 60s Wachstumsunterbrechung stetig an, um abrupt ab 80s Wachstumsunterbrechung auf niedrigere Werte zurückzufallen. Die integrierten PL-Intensitäten sind bis 60s Wachstumsunterbrechung relativ hoch und weitgehend unabhängig von der Unterbrechungszeit. Ab 80s sinken sie stark ab. Das unstetige Verhalten der optischen Eigenschaften deckt sich mit der unstetigen Strukturentwicklung. Bis ca. 60s ist die Lumineszenz von der Aufrauung der Grenzfläche geprägt. Die Halbwertsbreite steigt an, während die integrierte Intensität nahezu konstant bleibt. Die Unabhängigkeit der integrierten PL-Intensität von der Wachstumsunterbrechungszeit bis zum Phasenübergang zeigt, dass die Aufrauung nicht mit der Ausbildung von nichtstrahlenden Rekombinationszentren (Defekten) verbunden ist. Nach dem Phasenübergang entwickeln sich monolagenglatte Plateaus, die durch Gräben voneinander getrennt sind. Die glatte Oberflächenmorphologie verursacht den Rückgang der Halbwertsbreite. Die Grabenstruktur ist vermutlich verantwortlich für den Intensitätsrückgang. Proben, die jenseits des Phasenübergangs sind, weisen eine deutlich unterschiedliche Struktur des ersten verglichen mit allen folgenden Quantenfilmen auf. Man kann daher bei diesen Proben nicht davon ausgehen, dass alle Quantenfilme gleich zur PL-Intensität beitragen. Die mit TBAs und UDMHy stabilisierte Probe zeigt auch bei den optischen Eigenschaften ungewöhnliche Eigenschaften. Die Halb-

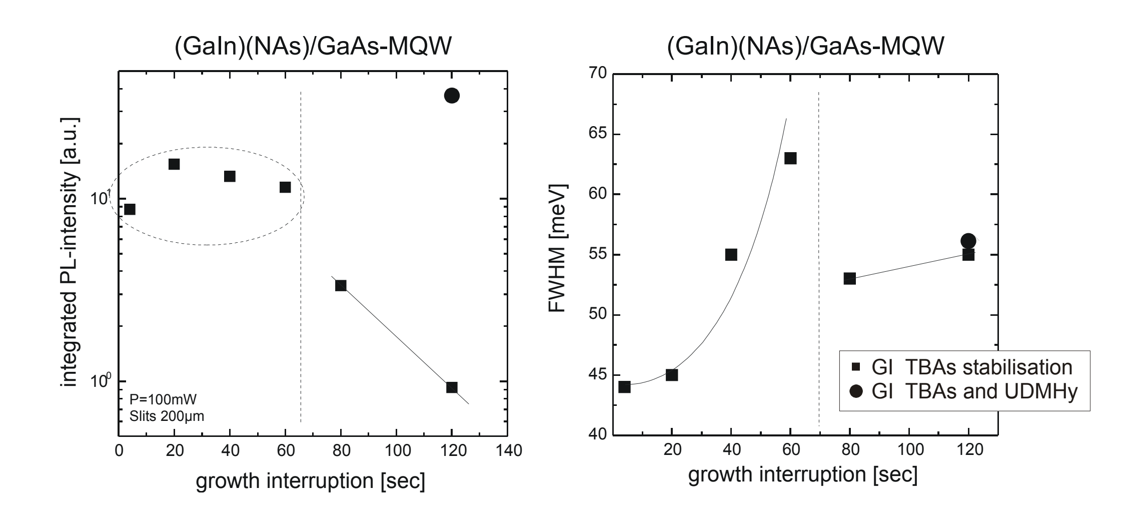


Abbildung 4.41: Raumtemperatur PL-Untersuchungen an (GaIn)(NAs)-5QW-Strukturen (vgl. Abbildung 4.22, 4.23). Links: Integrierte PL-Intensität als Funktion der Wachstumsunterbrechungszeit auf (GaIn)(NAs). Rechts: Halbwertsbreite als Funktion der WU.

wertsbreite stimmt mit der entsprechenden Schicht, die ohne UDMHy $120s$ wachstumsunterbrochen wurde, überein. Die integrierte PL-Intensität ist dagegen ca. 40-mal höher.

Ein Ausheizzyklus auf der GaAs-Barriere hat neben einer ausglättenden Wirkung auch indirekte Folgen für die optischen Eigenschaften. Die integrierte PL-Intensität wird nicht wesentlich beeinflusst, wie Experimente mit (GaIn)As/GaAs-Heterostrukturen zeigen. Auf die *Zusammensetzung* von (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen und damit auf die Emissionswellenlänge wirkt sich die Grenzflächenbehandlung dagegen deutlich aus. Der Ausheizzyklus führt überraschender Weise zu einem *reduzierten Einbau* von Stickstoff in den folgenden Quantenfilm. Scheidet man mit *identischen* Wachstumsparametern Schichten ab, die sich nur in dem Ausheizzyklus auf der Quantenfilmunterlage unterscheiden, so findet man einen bis zu zweifach unterschiedlichen Stickstoffeinbau. In *Abbildung* 4.42 sind exemplarisch die Lumineszenzspektren und Röntgenprofile von 5QW-Strukturen gezeigt. Der einzige Unterschied während der Abscheidung war die unterschiedliche Durchführung der Wachstums*unterbrechung* auf GaAs, die zu einer Wellenlängenverschiebung von mehr als $50nm$ $(41meV)$ führt[28]. Eine befriedigende Erklärung für den unterschiedlichen Stickstoffeinbau ist bislang noch nicht gefunden worden. Man könnte sich aufgrund der glatteren GaAs-Grenzfläche ein verändertes Nukleationsverhalten von (GaIn)(NAs) vorstellen. Man findet z.B. an Stufenkanten einen erhöhten Stickstoffeinbau [100][29]. Dies würde bei ausgeglätteten Grenz-

[28]Beide Proben wurden bis in die Sättigung *annealed*, so dass die unterschiedliche thermische Behandlung während des Wachstums keinen Einfluss auf die intrinsische Blauverschiebung hat.

[29]Diese Beobachtung wird durch unsere Experimente auf 2° fehlorientierten Substraten ge-

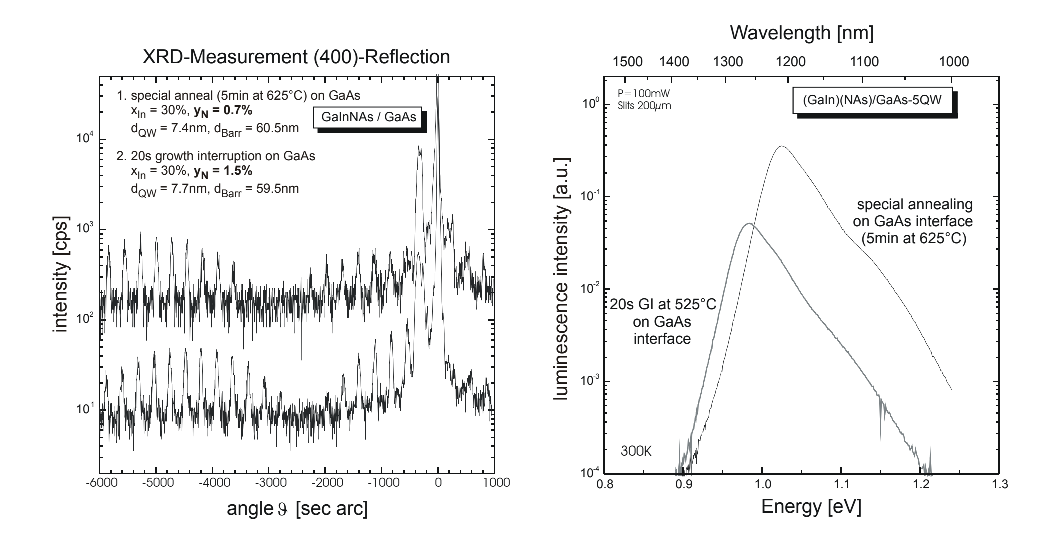


Abbildung 4.42: Beeinflussung des N-Einbaus in (GaIn)(NAs)/GaAs-Strukturen durch Aufheizzyklus auf den GaAs-Barrieren. Die Proben wurden unter *identischen* Bedingungen abgeschieden.

flächen einen niedrigeren N-Gehalt verursachen. Jedoch unterscheidet sich die thermisch ausgeglättete Grenzfläche auf makroskopischen und mesoskopischen Skalen nicht wesentlich von einer 200s wachstumsunterbrochenen Grenzfläche. Beide Grenzflächen weisen geringe Stufendichten auf. Wachstumsunterbrechungen auf GaAs-Barrieren-Grenzflächen haben allerdings *keine* Auswirkungen auf den Stickstoffeinbau, wie weiter oben beschrieben wurde.

Durch den Temperatur-Zyklus könnte sich die Oberflächenrekonstruktion ändern (mikroskopische Grenzflächenstruktur). Wenn durch den Abkühlvorgang eine geänderte Rekonstruktion eingefroren würde, könnte das einen Einfluss auf den Stickstoff-Einbau haben.

Eine andere Möglichkeit wäre die Ausbildung einer dünnen (GaIn)As-Schicht auf der Barriere durch den Aufheizprozess. Solche (GaIn)As-Zwischenschichten entstehen durch Abdampfen von Indium vom Suszeptor beim Ausheizen[30]. Ob eine geringe In-Belegung der Grenzfläche allerdings einen hemmenden Einfluss auf die Stickstoffanlagerung haben könnte, ist unklar.

stützt.

[30] Diese (GaIn)As-Schichten lassen sich mittels SIMS z.B. in Laserstrukturen nachweisen. Stellt man einen Laser in zwei Anlagen mit drei Epitaxieschritten her, so heizt man nach dem Wechsel der Anlagen in der Mitte der GaAs-SCH-Strukturen die Probe aus. An diesen Stellen findet man geringe In-Konzentrationen ($< 1\%$).

4.7 Zusammenfassung

In diesem Ergebniskapitel wurde die Strukturbildung von GaAs, (GaIn)As, Ga(NAs) und (GaIn)(NAs) in Abhängigkeit von unterschiedlichen Wachstumsbedingungen beschrieben. Für das Ausglätten innerer GaAs-Grenzflächen während Wachstumsunterbrechungen wurde ein Potenzgesetz der Form $d = C \cdot t^{\gamma}$ gefunden, das die Zunahme der mittleren lateralen Strukturgröße in Abhängigkeit von der Wachstumsunterbrechungszeit quantitativ beschreibt. Im (GaIn)As-System konnte eine ungewöhnliche Strukturbildung nachgewiesen werden, die zu einer Aufrauhung von Grenzflächen durch Ausheizen führt und nicht zu einer Ausglättung, wie man ursprünglich erwartet hatte. Die neuartige Strukturbildung von (GaIn)(NAs) wurde ausführlich behandelt. Insbesondere wurde ein stuktureller Phasenübergang während Wachstumsunterbrechungen in diesem Materialsystem beobachtet, der kein Analogon bei den konventionellen III-V-Halbleitern hat. Dieser Phasenübergang, der die einkristalline Struktur des Halbleiterkristalls nicht zerstört, ist abhängig von der Quantenfilmdicke und der Stickstoffbelegung der inneren Grenzfläche. Desweiteren ist der Einfluss von (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen auf die Strukturentwicklung von Heterostrukturen studiert worden. Die Untersuchungen lassen den Schluss zu, dass lateral inhomogene Verspannungsfelder in dem quaternären Material vorliegen, die eine veränderte Wachstumscharakteristik von GaAs-Barrieren zur Folge haben können. Vermutlich kann man das veränderte GaAs-Wachstum als Monitor für solche inhomogenen Verspannungsfelder ansehen. Die mikroskopischen Prozesse, die zu den beobachteten Phänomenen führen, sind noch nicht vollständig aufgeklärt und erfordern weitere Untersuchungen.

Die strukturellen Ergebnisse und die dazu korrelierten optischen Eigenschaften lassen es ratsam erscheinen, (GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostrukturen möglichst ohne Wachstumsunterbrechungen abzuscheiden. Eine Korrelation der Quantenfilmgrenzflächen, wie sie im GaAs/(AlGa)As- oder (GaIn)As/GaAs-System durch Wachstumsunterbrechungen möglich ist, ist aufgrund der unterschiedlichen Wachstumscharakteristika von GaAs bzw. Ga(NAs) und (GaIn)(NAs) prinzipiell nicht zu erreichen. Die optimale Übereinstimmung ergibt sich vermutlich bei kontinuierlicher Abscheidung der gesamten Schicht. Auch Aufheizzyklen auf oder in GaAs-Barrieren haben keinen klaren Vorteil für die optischen oder strukturellen Eigenschaften von (GaIn)(NAs)/GaAs-Heterostrukturen erbracht. Für Ga(NAs)-Barrieren sind sie sogar schädlich. Die erhaltenen Ergebnisse ermöglichen über das Verständnis der neuartigen Strukturbildungsprozesse die schnellere Optimierung von Bauelementen. So sollte die Reduzierung von lateral inhomogenen Verspannungsfeldern in (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen über die Beobachtung des GaAs-Wachstums möglich sein. Sowohl für die Abscheidung dicker Bauelementschichten (z.B. VCSEL) als auch für die elektronischen Eigenschaften ist die Vermeidung lateral inhomogener Verspannungsfelder wichtig. Einen eindeutigen Zusammenhang von PL-Intensität, Grenzflächenstrukturbildung und Bauelement-

(Laser-)Eigenschaften konnte nicht gefunden werden. Zwar gibt es Tendenzen, die eine Materialverbesserung anhand der (schnellen und einfachen) optischen oder strukturellen Charakterisierung zulassen, die Untersuchung des gewünschten Bauelementes ersetzen sie jedoch noch nicht.

Kapitel 5

Laserergebnisse

5.1 Einleitung

Eine wesentliche Motivation, sich mit (GaIn)(NAs)-Heterostrukturen zu beschäftigen, ist die Möglichkeit, mit diesem Materialsystem auf GaAs-Substraten Emissionswellenlängen von mehr als 1200nm zu erzielen. Insbesondere die Aussicht, wirtschaftlich bedeutende 1,3μm VCSEL kostengünstig herstellen zu können und damit eine völlig neue Generation der Datenkommunikation auf mittleren Wegstrecken zu ermöglichen (10-Gbit Glasfaser-Netzwerke), hat viele Forschungseinrichtungen und Firmen bewogen, sich mit (GaIn)(NAs) zu beschäftigen [140], [1], [59], [168], [123]...

Neben den grundlagenorientierten Untersuchungen des neuartigen Materialsystems, war es auch in unserer Arbeitsgruppe ein wesentliches Ziel, optimierte Zusammensetzungen und Abscheidebedingungen für (GaIn)(NAs)-Laser zu finden, die im Bereich von 1200nm bis 1350nm emittieren. Die Basis für die Untersuchungen dieser Arbeit wurde von Höhnsdorf und Koch gelegt. Sie haben bereits 1999 kantenemittierende Breitstreifenlaser demonstriert, die bei 1,28μm bzw. bei 1,38μm Emissionswellenlänge Schwellstromdichten von nur $0,8kA/cm^2$ bzw. $2,2kA/cm^2$ aufwiesen [142]. Damals waren das Welt-Bestwerte. Ebenso gelang die Herstellung eines optisch gepumpten VCSELs mit $1,26\mu m$ Emissionswellenlänge, der über sehr gute Schwellwerte, eine exzellente Dynamik und über einen außergewöhnlich großen Temperaturbereich verfügte, in dem Lasing nachweisbar war [21]. Die Wachstumsbedingungen für das aktive Material dieser Laser wurden anhand der PL-Intensität und der strukturellen Güte von äquivalenten Testschichten optimiert. Von diesen viel versprechenden Ergebnissen ausgehend sind verschiedene Wachstumsparameter anfangs moderat, später in größerem Maße variiert worden, um die Bauelemente weiter zu verbessern. Die Aufgabe hat sich jedoch als unerwartet schwierig herausgestellt.

Um die Materialparameter anhand von Laserbauelementen optimieren zu können, wurden vorwiegend einfach aufgebaute Kantenemitter in Breitstreifengeome-

trie hergestellt. Daneben sind einige elektrisch gepumpte VCSEL-Bauelemente verwirklicht worden, die sowohl von Seiten der Epitaxie als auch von Seiten der Prozesstechnik sehr aufwendig herzustellen sind.

5.2 Spezifische Herstellungsbedingungen für kantenemittierende Breitstreifenlaser

Der Aufbau der kantenemittierenden Laserdioden ist aus Gründen der Vergleichbarkeit an die Strukturen von Kondow [139] angelehnt. Es handelt sich um Seperate-Confinement-Heterostructure-Laser mit bis zu fünf Quantenfilmen. Der schematische Probenaufbau ist in *Abbildung* A.1 gezeigt:

Auf hochdotiertem $n^{+}-$GaAs-Substrat, das nominell exakt in (100)-Richtung orientiert ist, wird ein etwa 200nm dicker hoch n-dotierter GaAs-Puffer ($n^{+} = 2{\cdot}10^{18}/cm^{3}$) abgeschieden. Darauf folgt die untere, ca. 1,5μm dicke n-dotierte ($n = 5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$) ($Al_{0,33}Ga_{0,67}$)As-Mantelschicht (*cladding*). Als n-Dotierstoffquelle wird Ditertiärbuthysilan (DiTBuSiH) oder Diethyltellur (DETe) verwendet [164]. Auf die Mantelschicht folg die etwa 250-450nm dicke, nominell undotierte GaAs-Wellenleiterschicht (confinement). In der Mitte der Wellenleiterschicht ist die aktive Region eingebettet, die aus undotierten, ca. 8nm dicken (GaIn)((N)As)-Quantenfilmen besteht. Bei der Verwendung von mehr als einem Quantenfilm, werden die Quantenfilme von 20nm dicken, ebenfalls undotierten Barrieren aus GaAs, Ga(NAs) oder Ga(PAs) symmetrisch eingeschlossen. Auf die Wellenleiterschicht folgt die obere, p-dotierte, ebenfalls 1,5μm dicke ($Al_{0,33}Ga_{0,67}$)As-Mantelschicht. Sie wird durch die Wahl eines entsprechend niedrigen V/III-Verhältnisses intrinsisch mit Kohlenstoff aus den CH_3-Gruppen des TMAl dotiert ($p = 5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ [28]). Die aluminiumhaltige Cladding-Schicht wird durch eine 200nm dicke, hoch p-dotierte ($p^{+} = 2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$) GaAs-Kontaktschicht abgedeckt. Als Dotierstoff wird hierfür CBr_4 eingesetzt.

Zur Abscheidung der Kontakt- und Mantelschichten wurden folgende Quellen eingesetzt: TMGa, TMAl, TBAs und als Dotanden DiTBuSiH, DETe oder CBr_4. Die Wachstumsgeschwindigkeiten betrugen $0,75 nm/s$ für die (AlGa)As- und $0,5 nm/s$ für die GaAs-Schichten. Weil CBr_4 ätzend wirkt, reduziert sich die Wachstumsgeschwindigkeit der $p^{+}-$GaAs:C-Deckschicht auf $0,25 nm/s$.

Zur Abscheidung der Wellenleiterschicht und des aktiven Materials wurden TEGa, TMIn, UDMHy und zwei TBAs-Quellen eingesetzt. TEGa verfügt über bessere thermische Zerlegungseigenschaften als TMGa und kann daher effizienter bei tiefen Wachstumstemperaturen eingesetzt werden. Aufgrund der unterschiedlichen Abscheidebedingungen von aktivem Material und umgebender Wellenleiterschicht, wurden zwei TBAs-Quellen verwendet. Die Wachstumsgeschwindigkeiten betrugen für die Confinementschicht $0,3 nm/s$ und für die aktive Region zwischen $0,035 nm/s$ und $0,5 nm/s$.

Aufgrund der großen Anzahl von Quellen, die zur Herstellung einer vollständigen (GaIn)(NAs)-Laserschicht notwendig waren, und vor allem um Verschleppungseffekte zu vermeiden, wurden die meisten Laserstrukturen in drei separaten Prozessschritten in zwei Anlagen abgeschieden. Die aluminiumhaltigen, dotierten Mantel-Schichten wurden in der einen Anlage hergestellt (Maschine A), die undotierte Wellenleiterstruktur mit der stickstoffhaltigen aktiven Region in der anderen (Maschine B). Es gelang überraschender weise nicht, akzeptable (GaIn)(NAs)-Laser in *einem* Epitaxieschritt bzw. in einer Epitaxieanlage zu realisieren. So hergestellt Laser hatten entweder sehr hohe Schwellstromdichten von mehr als $8k\,\mathrm{A}/cm^2$ oder funktionierten überhaupt nicht. Zudem wiesen sie meist morphologische Probleme auf[1]. Laser, deren aktive Regionen mit vergleichbaren Wachstumsparametern in der zweiten Anlage hergestellt wurden, hatten mindestens fünffach bessere Schwellstromdichten. Stickstofffreie (GaIn)As-Laser ließen sich dagegen problemlos in einer Anlage in einem Schritt herstellen und verfügten über sehr guten Kenndaten. In (GaIn)(NAs)-Lasern, die in einem Epitaxieschritt hergestellt wurden, wurde mittels SIMS Aluminium im aktiven Bereich detektiert. In den vergleichbaren (GaIn)As-Lasern bzw. in den (GaIn)(NAs)-Lasern, die in zwei Anlagen hergestellt wurden, konnte dagegen kein Aluminium in den Quantenfilmen nachgewiesen werden. Aus diesem Grunde gehen wir von einem Al-Memory-Effekt aus, der extrem ungünstig für (GaIn)(NAs)-Schichten ist. Raman-Untersuchungen an ((Al)GaIn)(NAs)-Proben von J. Wagner [40], [41] ergaben, dass Aluminium quantitativ an Stickstoff bindet. Es bilden sich offenbar nichtstrahlende Al-N-Zentren, die die Lumineszenzeffizienz der Proben drastisch reduzieren. Die Herkunft des Aluminiums im aktiven Bereich ist bisher noch unklar. In keinem Falle stieß die (GaIn)(NAs)-Schicht direkt an die aluminiumhaltige Mantelschicht, sondern es wurden mindestens 100nm GaAs bei niedrigen Temperaturen dazwischen abgeschieden. Vergleichbare Beobachtungen der Al-Problematik in (GaIn)(NAs)-Lasern finden sich in [160], [163], [59]. Dort werden sowohl ein Memory-Effekt als auch eine Al-Segregation als Herkunft des Aluminiums in der aktiven Region diskutiert.

In *Abbildung* 5.1 ist der schematische Temperatur-Zeit-Verlauf des Wachstums einer typischen (GaIn)(NAs)-Laserstruktur in zwei Anlagen dargestellt. Die aluminiumhaltigen, dotierten Mantel-Schichten sind in Maschine A hergestellt worden, die Wellenleiterschicht mit der stickstoffhaltigen aktiven Region in Maschine B. Die Wachstumsunterbrechung erfolgte jeweils in der Cladding-Schicht auf GaAs, 70nm nach bzw. vor der aluminiumhaltigen, dotierten Mantelschicht. Der Transfer erfolgte in der mit Reinststickstoff gefüllten Handschuhbox und dauerte im Regelfall nur einige Minuten. Es wurden jedoch auch Mantelschichten für einige Stunden oder sogar für mehrere Tage in luftdicht verschlossenen Wafer-

[1] Die Proben sind nicht „AFM-glatt“. Sie verfügen nicht über das GaAs-typische Monolagenwachstum auf der Oberfläche, sondern zeigen Inselwachstum, das z.B. von Defekten verursacht werden kann (z.B. Schraubenversetzungen).

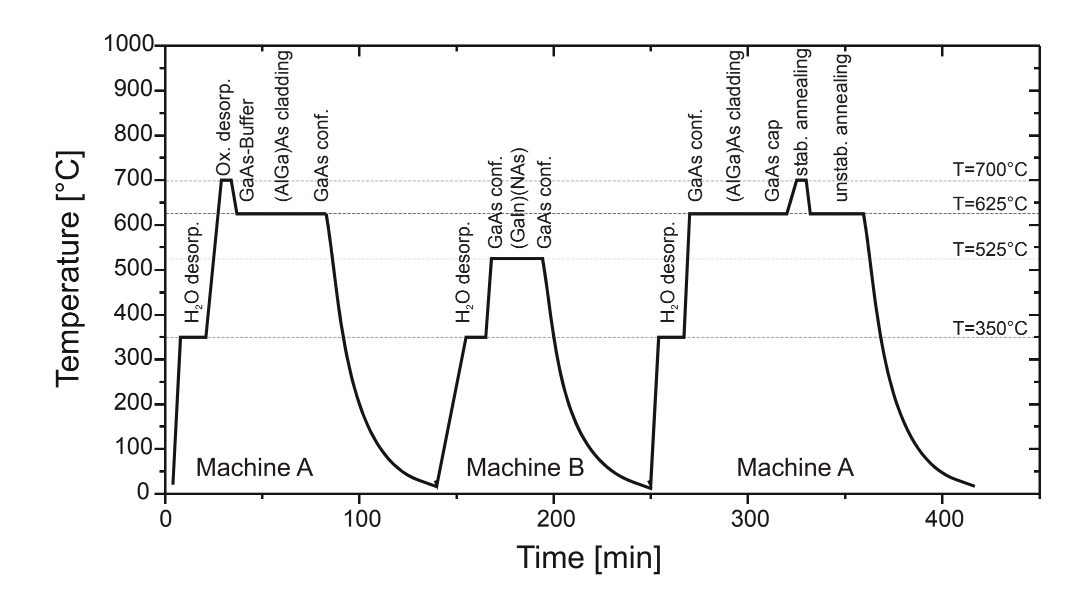


Abbildung 5.1: Schematischer Temperatur-Zeit-Verlauf der Kantenemitter-Laserstruktur. Wachstum in drei Epitaxieschritten in zwei Anlagen.

Boxen in der Handschuhbox gelagert. Die Unterbrechung der Abscheidung auf binärem GaAs ist relativ unkritisch, weil GaAs wenig oxidationsempfindlich ist. Trotzdem hat sich eine mehrere Tage lange Lagerung bei manchen Schichten als nicht zweckmäßig erwiesen. Wie mit SIMS festgestellt wurde, kam es zu einer Oxidation der Tranfer-Grenzflächen, die zu einer strukturellen Degradation der Schichten führte. Zudem erhöht eine Oxid-Zwischenschicht im Wellenführungsbereich die optischen Verluste eines Lasers (α_i). Bei Schichten, die innerhalb einer Woche fertig gestellt wurden, sind solche Probleme nicht aufgetreten.

Im zweiten und dritten Epitaxieschritt entfiel die Oxiddesorption bei 700°C, um die thermische Belastung der Probe zu minimieren. Damit sollte eine mögliche Diffusion der n-Dotierstoffe in die Wellenleiterschicht oder gar in den aktiven Bereich unterbunden werden. Der Ausheizschritt vor der Abscheidung der oberen Mantelschicht ändert zudem die optischen Eigenschaften des aktiven Materials und würde die Freiheit der Materialbeeinflussung durch gezieltes Annealing reduzieren.

Die PL-Intensität des aktiven Materials war bei den (GaIn)(NAs)-Proben im „wie gewachsenen" Zustand nicht ausreichend, um Laserbetrieb zu ermöglichen. Daher wurden alle untersuchten Schichten einem Ausheilprozess unterworfen[2].

[2] (GaIn)As-Laser, deren aktives Material durch einen Ausheizprozess nicht beeinflusst wird, wurden zum Vergleich sowohl annealed als auch nicht annealed untersucht. Damit sollte eine mögliche Auswirkung des Ausheizschrittes auf die Laserstruktur studiert werden. Es wurde keine Änderung der Lasereigenschaften bei diesen Bauelementen gefunden. Man kann deshalb er-

Die meisten Schichten wurden nach der Abscheidung der vollständigen Schichtfolge fünf Minuten bei 700°C stabilisiert ausgeheizt, anschließend 25 Minuten bei 625°C unstabilisiert gehalten und danach unstabilisiert abgekühlt. Diese Ausheizfolge führt zu einem „Annealing in die Sättigung" (mehr dazu findet sich in [91]), d.h. dass sowohl die PL-Intensität als auch die Blauverschiebung maximiert werden. Damit befindet sich die Probe in einem stabilen, definierten Zustand.

Das unstabilisierte Abkühlen der Proben hat den Zweck, die Dotierstoffe in den Stromführungsschichten zu aktivieren. Kühlt man Epitaxieschichten unter TBAs- oder Arsin-Stabilisierung ab, so wird atomarer Wasserstoff zwischen 600°C und 400°C in die Schicht eingebaut, oberhalb von 600°C und unterhalb von 400°C jedoch nicht. Der Wasserstoff wird durch die Quellenzerlegung von TBAs ($TB - AsH_2$) auf der Wachstumsoberfläche freigesetzt und diffundiert in die Schicht hinein. Dort können sich mit den Dotieratomen oder mit Störstellen neutrale Wasserstoff-Komplexe bilden, die zur Aufspaltung der entsprechenden Niveaus führen. Diese Niveaus liegen dann oft nicht mehr in der Bandlücke und tragen daher nicht zu den elektronischen Eigenschaften der Probe bei [170], [169]. Zur Passivierung von elektrisch aktiven Defekten ist das günstig, für Dotanden jedoch nicht. In (GaIn)(NAs)-Laserdioden gibt es noch weitere, neuartige H-korrelierte Effekte, die weiter unten diskutiert werden.

Die Qualität von Laserbauelementen hängt von zahlreichen Parametern ab. Zum einen sind dies die Wachstumsparameter, die die physikalischen Eigenschaften und die Beschaffenheit des aktiven Materials beeinflussen. Dazu gehören z.B. die chemische Zusammensetzung des Materials, insbesondere der Indium- und Stickstoffgehalt, die Wachstumsgeschwindigkeit, die Wachstumstemperatur, das III/V- und das V/V-Verhältnis, die Annealing-Bedingungen, usw. Der Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Verbesserung dieser materialspezifischen Parameter. Zum anderen hängen die Eigenschaften auch von dem Laser-Aufbau und den Eigenschaften „um das aktive Material herum" ab. Zu diesen Parametern gehören die Anzahl und die Dicke der Quantenfilme, das Barrierenmaterial und dessen Schichtdicke, die Grenzflächeneigenschaften der Quantenfilme, die Ausdehnung der SCH-Schicht, die Dotierkonzentrationen und die verwendete Dotierstoffe der Mantel- und Kontaktschichten, usw. Das Probendesign hängt natürlich seinerseits wieder ab von der Zielwellenlänge und von den Materialeigenschaften des aktiven Materials, z.B. von den Banddiskontinuitäten.

Beide Aspekte, die intrinsischen Materialparameter und die externen Designparameter, beeinflussen die Bauelementkenndaten und müssen Hand in Hand für die neuartigen 1300nm-Emitter verbessert werden.

Um die Qualität des Probenaufbaus, der Kontaktschichten und der Prozesstechnologie sicherzustellen, wurde in jeder Wachstumsserie ein (GaIn)As-Laser abgeschieden und mit bekannten Lasern verglichen. Zudem wurde das Laser-

warten, dass die gewählten Ausheizbedingungen keinen negativen Einfluss auf die (GaIn)(NAs)-Laserstruktur haben.

Design der Kantenemitter im Wesentlichen nicht verändert, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu ermöglichen. Die Laserschichten wurden entsprechend des im Anhang A beschriebenen Verfahrens zu Breitstreifenlasern prozessiert und vermessen. Die ersten Bauelemente und Daten stammten von unserem Industriepartner Infineon Technologies. Nach der Etablierung der Prozess- und Messtechnologie in unserer Gruppe konnten die Bauelemente selbst hergestellt und wichtige Kenndaten selbst aufgenommen werden. Die im Folgenden gezeigten Laserdaten stammen von hochwertigen Bauelementen mit reproduzierbarem Probenaufbau und reproduzierbarer Prozesstechnik. Die Kenndaten sind daher auf intrinsische Eigenschaften zurückzuführen.

Im Allgemeinen wurden zur Messung die 100μm breiten Laser verwendet und nicht die 50μm-Streifen. Aufgrund der lateralen Ausdiffusion von Ladungsträgern weisen die schmalen Streifen höhere Schwellstromdichten auf als ihre 100μm Pendants. Zudem treten häufiger „pathologische“ Kennlinien auf.

5.3 Eigenschaften von Breitstreifenlasern

In diesem Abschnitt wird auf allgemeine Eigenschaften von Breitstreifenlaserdioden eingegangen, die zwischen 1000nm und 1300nm emittieren. Es werden drei Messverfahren vorgestellt, die eine detaillierte Analyse der Bauelemente ermöglichen:

- Vermessung des elliptischen Emissionsprofils von Laserdioden mit einem Goniometer.
- Aufnahme des Modenspektrums mit einem hochauflösenden Monochromator.
- Aufnahme von LIV-Kennlinien bei unterschiedlichen Temperaturen und für unterschiedliche Laserlängen.

5.3.1 Laser-Fernfeld

In *Abbildung* 5.2 ist die normierte Intensität der Laseremission eines 100μm breiten und 610μm langen Breitstreifenlasers in Abhängigkeit vom Abstrahlwinkel in transversaler und in lateraler Richtung dargestellt. Die Bezugsrichtung ist die Flächennormale der Laserfacette. Bei der lateralen Messung wird der Winkel in der Quantenfilmebene variiert, bei der transversalen Messung senkrecht dazu (in Wachstumsrichtung). Die Messungen wurden von H. Hedrich (Infineon Technologies, München) an einem (GaIn)(NAs)/Ga(NAs)-3QW-Breitstreifenlaser bei Raumtemperatur durchgeführt, der bei 1275nm emittiert. Man erkennt ein stark

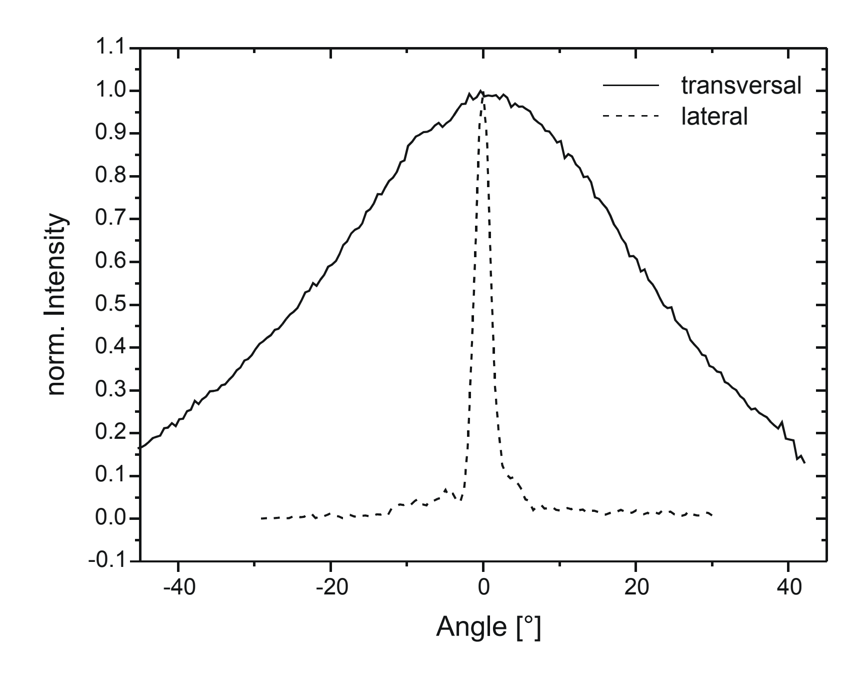


Abbildung 5.2: Emissionscharakteristik eines Breitstreifenlasers (100μm x 610μm, $\lambda = 1275nm$, Raumtemperatur)

unrundes Emissionsprofil, das lateral eng begrenzt, aber transversal stark divergent ist. Das laterale Profil zeigt eine Halbwertsbreite von nur 2°, weil die Austrittsfacette des gewinngeführten Breitstreifenlasers mit mehr als $100\mu m$ sehr groß ist. Beugungseffekte spielen bei diesen Dimensionen nur noch eine kleine Rolle. Lateral ist der Laserstrahl vielmodig, was zu den unregelmäßigen Ausläufern führt.

In transversaler Richtung wird das Licht aus der engen Wellenleiterstruktur des Lasers emittiert. Dies führt zu einem divergenten Strahl mit einer Halbwertsbreite von 47°. Betrachtet man die (transversale) Austrittsfacette vereinfacht als Spalt der Breite b, an dem der Laserstrahl gebeugt wird, so gilt nach der Fraunhoferschen Beugungstheorie [138]:

$$\frac{I(\varphi_{1/2})}{I(\varphi = 0)} = \frac{1}{2} = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin(\varphi_{1/2})\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin(\varphi_{1/2})\right)^2}$$

I =Intensität, $\varphi_{1/2}$ =Ablenkungswinkel bei dem die gebeugte Intensität halb so groß ist wie die Maximalintensität (bei $\varphi = 0$).

Löst man die Gleichung für den Winkel $\varphi_{1/2} = 47°/2 = 23,5°$ und $\lambda_{GaAs} = \frac{\lambda_0}{n_{GaAs}} = 1275nm/3,71 = 343,7nm$ nach b auf, so ergibt sich für die Spaltbreite: $b = 372nm$, was relativ gut mit der Dicke der Wellenleitschicht übereinstimmt ($d_{SCH} = 450nm$). Aufgrund des vergleichbaren Aufbaus und der ähnlichen Wel-

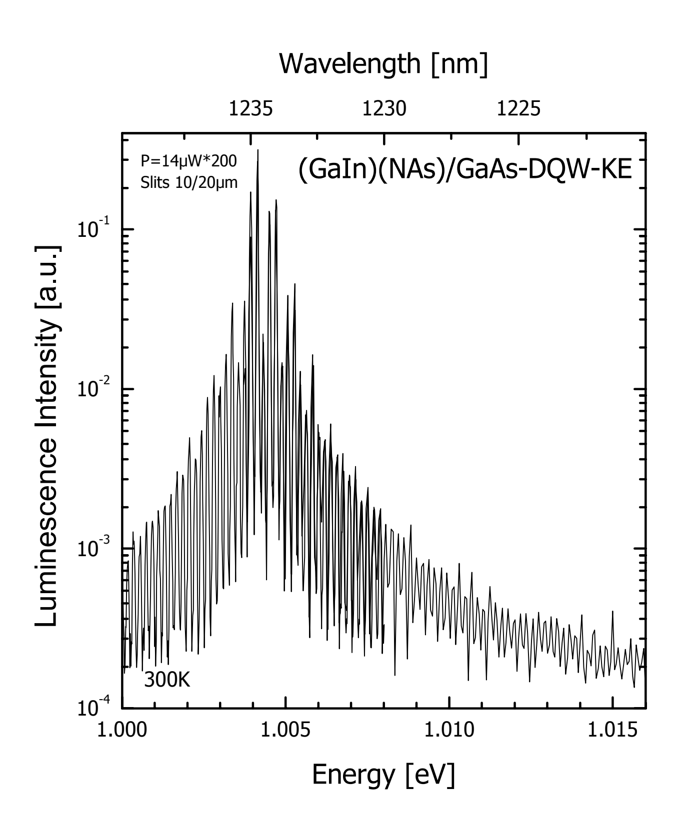


Abbildung 5.3: Hochaufgelöstes Modenspektrum eines 892.5μm $\pm 2\mu m$ langen (GaIn)(NAs)-Breitstreifenlasers (gepulste Anregung, $I = 1,014 \cdot I_{th}$).

lenlängen, haben die anderen Breitstreifenlaser analoge Emissionscharakteristika.

5.3.2 Hochaufgelöste Spektren

Aus der Analyse hochaufgelöster Laserspektren kann man neben der bloßen Lage der Laseremission Aussagen über den Resonator und über das aktive Material gewinnen.

In *Abbildung* 5.3 ist das hochaufgelöste Elektrolumineszenz-Spektrum eines $100\mu m$ breiten und $892,5\mu m$ ($\pm 2\mu m$) langen (GaIn)(NAs)/GaAs-DQW-Breitstreifenlasers gezeigt, das bei Zimmertemperatur mit gepulster Anregung aufgenommen wurde. Der Anregungsstrom betrug $I = 1,014 \cdot I_{th} = 1235mA$. Die Probe emittierte also unmittelbar oberhalb der Laserschwelle. Das Licht wurde mittels einer Single-Mode-Glasfaser zum Monochromator geleitet und mit einer angepassten Optik auf den Eingangsspalt fokussiert. Um die notwendige spektrale Auflösung von < 1 Å zu erreichen, wurde der Eingangsspalt des Monochromators auf $10\mu m$, der Ausgangsspalt auf $20\mu m$ beschränkt und die Schrittweite deutlich

unter 1 Å gewählt. Wählt man zu große Schrittweiten (> *Peakabstand*/2), können entsprechend dem Abtasttheorem („*Aliasing*“ [112]) artifizielle Strukturen gemessen werden, die zu falschen Messwertinterpretationen führen.

Man erkennt in *Abbildung* 5.3 die longitudinalen Moden des Laserresonators, aus deren Abstand man den Brechungsindex der Wellenleiterschicht ermitteln kann. Der Brechungsindex seinerseits bestimmt die Reflektivität des Spaltkanten-Resonators. Diese Größe geht ein in die Bestimmung von α_i und η_i, welche wichtige Kenndaten eines Lasers darstellen.

In einem Fabri-Perrot-Resonator der Länge L gilt für stehende Wellen:

$$m \cdot \frac{\lambda_{in}}{2} = L, \quad \text{mit} \quad m \in N.$$

Die Wellenlänge λ_{in} ist über den Brechungsindex n mit der Fequenz ν_m bzw. der Energie E_m des Lichtes verknüpft, so dass folgt:

$$m \cdot \frac{\hbar c_0 \cdot 2\pi}{2n \cdot h\nu_m} = L = m \cdot \frac{197,36nm \cdot eV \cdot \pi}{n \cdot E_m}.$$

Aus dem Abstand der energetischen Lage zweier Moden $(\Delta E_m = E_{m+1} - E_m)$[3] folgt für den gezeigten Fall aus *Abbildung* 5.3:

$$n(GaAs, 1235nm) = \frac{\hbar c_0 \cdot \pi}{\Delta E_m \cdot L} = \frac{197,36eV \cdot nm \cdot \pi}{1,873 \cdot 10^{-4} eV \cdot 892,5\mu m} = 3,71$$

Der Brechungsindex ist eine Funktion der Wellenlänge (Dispersion) und der Ladungsträgerdichte („*plasma loading*“):

$$n(\lambda, N) = n(\lambda_0, N_0) + \frac{\partial n}{\partial \lambda}\Delta\lambda + \frac{\partial n}{\partial N}\Delta N, \quad \text{mit} \quad \lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda, N = N_0 + \Delta N.$$

Für GaAs beträgt im betrachteten Wellenlängenbereich $\frac{\partial n}{\partial \lambda} \approx 1\mu m^{-1}$ und $\frac{\partial n}{\partial N} \approx \Gamma_{xy} \cdot 10^{-20} cm^3$ [4]. Daraus ergibt sich eine Variation des Brechungsindexes von unter einem Prozent im dem betrachteten spektralen Bereich von 20nm, und wird daher vernachlässigt.

Mit Hilfe der Fesnellschen Formel für senkrechten Lichteinfall kann der Reflexionsgrad des Halbleiter-Luft-Überganges bestimmt werden. Damit ergibt sich die Reflektivität eines symmetrischen Kantenemitter-Resonators mit gespaltenen Facetten zu [138]:

$$R = (r_1 \cdot r_2) = r^2 = \frac{(n_{in} - n_{out})^2}{(n_{in} + n_{out})^2} = (\frac{3,71 - 1}{3,71 + 1})^2 = 0,575^2 = 0,33$$

Dieser Wert wird im Folgenden zur Analyse der Breitstreifenlaser benutzt.

[3] Man trägt die Peaklagen als Funktion der Peaknummer auf und ermittelt über die Ausgleichsgerade ΔE_m.

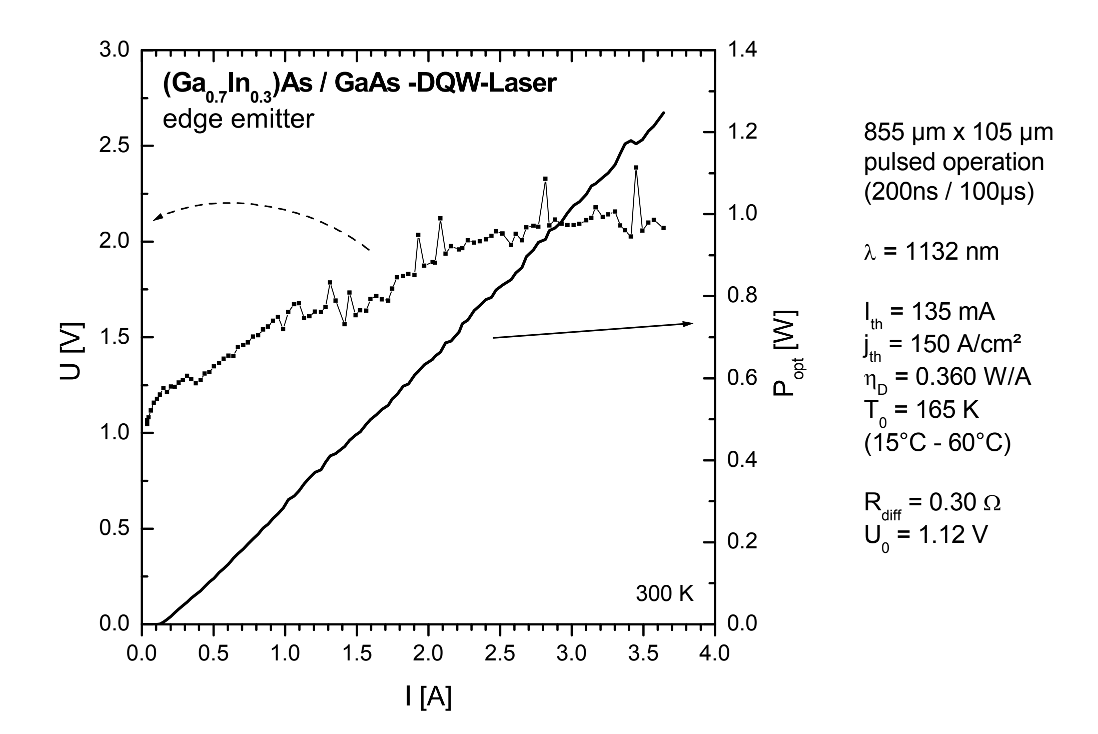


Abbildung 5.4: LIV-Kennlinie eines $(Ga_{0,7}In_{0,3})$As-DQW-Lasers bei Raumtemperatur. Die verrauschte UI-Kennlinie ist ein Messartefakt. Erläuterungen dazu finden sich im Anhang.

5.3.3 LIV-Kennlinien

Die wichtigste Untersuchungsmethode für prozessierte Breitstreifenlaser im Rahmen dieser Arbeit ist Aufnahme der optischen Lichtleistung bzw. der elektrischen Spannung in Abhängigkeit vom Diodenstrom. In *Abbildung* 5.4 ist die LIV-Kennlinie eines $(Ga_{0,7}In_{0,3})$As/GaAs-DQW-Lasers gezeigt, der bei 1132nm emittiert.

Die reale elektrische Diodenkennlinie weicht aufgrund des ohmschen Bahnwiderstandes R_B des Bauelementes von der idealen Diodenkennlinie[4] ab. Der Bahnwiderstand bewirkt, dass nicht die gesamte äußere Spannung U am pn-Übergang abfällt und zur Aufspaltung der Quasiferminiveaus beiträgt. Die exponentielle Kennlinie wird durch R_B mit der Widerstandskennlinie $\widetilde{U} = R_B \cdot I$ geschert. Da der Bahnwiderstand mit wachsendem Strom sinkt, ergibt sich bei größeren Strömen ein nahezu linearer Kennlinienverlauf, dessen Steigung man als differentiellen Widerstand R_D bezeichnet. Durch Extrapolation des linearen Kennlinienteils auf

[4] $I_{Diode} = I_{sperr}(\exp\{\frac{U}{U_\vartheta}\} - 1)$,
I_{sperr} = Sättigungssperrstrom, $U_{theta} = kT/e$ = Temperaturspannung

$I = 0$ erhält man die Schleußenspannung U_0 („*Einsatzspannung*"), die etwa der Diffusionsspannung der Diode entspricht [112]. Die Größen U_0 und R_D ermöglichen die Beurteilung der Qualität des elektrischen Teiles der Diode, z.B. der Dotierung und der Prozessierung. U_0 sollte dabei nicht weit über der Energie des emittierten Lichtes liegen und R_D möglichst klein sein. Eine pathologische UI-Kennlinie stellt auch die optischen Messdaten des Bauelementes in Frage.

Die ideale optische Kennlinie nach Gleichung 2.11 und 2.10 (siehe *Abbildung* 2.15) setzt sich aus zwei Geradenstücken zusammen, die eine sehr unterschiedliche Steigung aufweisen. Die Lichtleistung steigt zunächst langsam linear mit dem Injektionsstrom an und basiert auf spontaner Emission. Ab der Laserschwelle überwiegt die stimulierte Emission, was zu einem drastischen Anstieg der Lichtleistung führt. Die Ladungsträgerdichte N, der Gewinn g und die spontane Emission bleiben ab der Laserschwelle konstant. Die typische Lichtleistung der untersuchten Breitsteifenlaser an der Schwelle betrug etwa 0,3-0,5mW. Schlechte Spiegel führen dazu, dass die optische Schwellleistung höher ist als bei vergleichbaren, guten Bauelementen. Eine Kennlinie, die Stufen oder Knicke aufweist, deutet ebenfalls auf nicht optimale Prozessierung hin. Aber auch Modensprünge oder eine auftretende Filamentierung des Strahls können „*kinks*" zur Folge haben. Nichtlineare Kennlinien können zahlreiche Ursachen haben. Bei starker elektrischer Anregung, die zu einer Erwärmung des aktiven Bereiches führt, flacht die Kennlinie ab. Dieser Effekt ist allerdings bei den gewählten Messparametern (Standard: 200ns Pulsdauer, 100μs Wiederholrate) bis zu der Maximalstromstärke von vier Ampere nicht beobachtet worden. Bei zahlreichen (GaIn)(NAs)-Lasern tritt dagegen das Phänomen auf, dass die Kennliniensteigung mit zunehmendem Strom zunimmt. Diese Bauelemente werden mit wachsendem Injektionsstrom effizienter. Solche Kennlinien sind reproduzierbar messbar. Es handelt sich also nicht um einen „Einbrennvorgang", wie er bei manchen (GaIn)(NAs)-Lasern noch zusätzlich beobachtet wird.

Die wichtigen Kennzahlen, die man aus der Analyse der PI-Kennlinie gewinnt, sind der Schwellstrom I_{th} und die differentielle (Quanten)-Effizienz η_d. η_d ist in Gleichung 2.9 definiert. Sie stellt für $I > I_{th}$ das Verhältnis der Anzahl der emittierten Photonen zur Anzahl der injizierten Elektronen dar und ist im Idealfall möglicht nahe an eins[5]. Im Allgemeinen wird statt der differentiellen Effizienz die Steilheit der PI-Kennlinie für $(I > I_{th})$ in Watt/Ampere angegeben. Dabei muss man allerdings beachten, dass für verschiedene Wellenlängen dieselbe Steilheit unterschiedliche Quanteneffizienzen bedeutet. Im vorliegenden Beispiel beträgt die Steilheit $dP/dI = 0,36W/$ A pro Facette bei einer Lichtenergie von 1,095eV, woraus nach Gleichung 2.9 für die gesamte Quanteneffizienz (zwei Facetten) folgt: $\eta_d = 2\frac{q}{h\nu}\frac{dP_{opt}}{dI} = (0,72/1,095) = 0,66$. Das heißt, dass zwei Drittel der injizierten Elektronen in Photonen umgewandelt werden, was für einen Breitstreifenlaser

[5] Man achte bei Angaben der differentiellen Effizienz darauf, ob sie für eine Facette oder für beide Facetten angegeben ist.

ein guter Wert ist.

Der Schwellstrom eines Lasers hängt unter anderem von der Größe und der Geometrie des elektrischen Kontaktes ab und eignet sich daher nicht besonders gut zur vergleichenden Materialcharakterisierung. Man gibt stattdessen die Schwellstromdichte := j_{th} = Schwellstrom/gepumpte Fläche an. Die Schwellstromdichte ist allerdings über die Spiegelauskopplung (siehe Gleichung 2.5 und 2.6) eine Funktion der Laserlänge. Je länger der Laser ist, desto kleiner wird die Schwellstromdichte, weil die Resonatorverluste mit $1/L$ abnehmen. In der Literatur findet man gelegentlich die Angabe von $j_{th,\infty}$ (zB. in [151]). Trägt man die Schwellstromdichten unterschiedlich langer, gleichartiger Laser gegen $1/L$ auf, kann man die Schwellstromdichte für einen unendlich langen Laser extrapolieren. Aufgrund der Problematik, unterschiedlich lange Laser herstellen zu können, wurde in dieser Arbeit auf die Angabe dieser charakteristischen Größe verzichtet. Als Standardbezugslänge wurde eine Laserlänge von 800μm bei einer Steifenbreite von 100μm benutzt, die auch in der Literatur eine weite Verbreitung hat. Der Spiegelverlust beträgt in diesem Fall:

$$\alpha_m(800\mu m) = \frac{1}{800\mu m} \ln(\frac{1}{0,33}) = 13.9cm^{-1}.$$

5.3.4 Einbrenneffekt bei (GaIn)(NAs)-Lasern

Manche Breitstreifenlaser, die (GaIn)(NAs) als aktives Material enthalten, zeigen eine ungewöhnliche Veränderung der LIV-Kennlinien zwischen der ersten Messung am Laser (Neukurve) und allen folgenden. In *Abbildung* 5.5 ist ein besonders drastisches Beispiel dargestellt. Es handelt sich um einen ($Ga_{0,75}In_{0,25}$)(NAs)-3QW-Laser mit GaPAs-Barrieren, der bei $\lambda = 1316nm$ emittiert. Die erste Messung des Laserstreifens ergibt eine Schwellstromdichte von $2,3k\,\mathrm{A}/cm^2$. Während die Probe lased, verbessert sich ihre Schwellstromdichte, sie „brennt ein“. Dieser Vorgang nimmt bei gepulster elektrischer Anregung einige Sekunden in Anspruch, weshalb die erste PI-Kurve vermutlich gekrümmt ist. Die folgenden PI-Kurven sind weitgehend reproduzierbar und zeigen Schwellstromdichten von $1,14k\,\mathrm{A}/cm^2$. Die Schwellstromdichte hat sich also von der ersten zur zweiten Messung halbiert. Dasselbe Resultat, meist mit einer geringeren Ausprägung von etwa 10%-30%, findet man bei allen (GaIn)(NAs)-Lasern, die stabilisiert abgekühlt wurden. Kühlt man dagegen die Laser nach dem Wachstum unstabilisiert ab, so tritt der Effekt nicht oder abgeschwächt auf. Heizt man eine unstabilisiert abgekühlte Schicht, die den Einbrenneffekt nicht zeigt, nachträglich unter TBAs aus und kühlt diese Schicht dann stabilisiert ab, so tritt der Effekt wieder auf. Dies lässt den Schluss zu, dass es sich bei dem Einbrennvorgang um einen wasserstoffkorrelierten Effekt handelt. Offenbar gibt es in dem aktiven Material einen metastabilen, nichtstrahlenden Defekt, der durch die Anwesenheit von

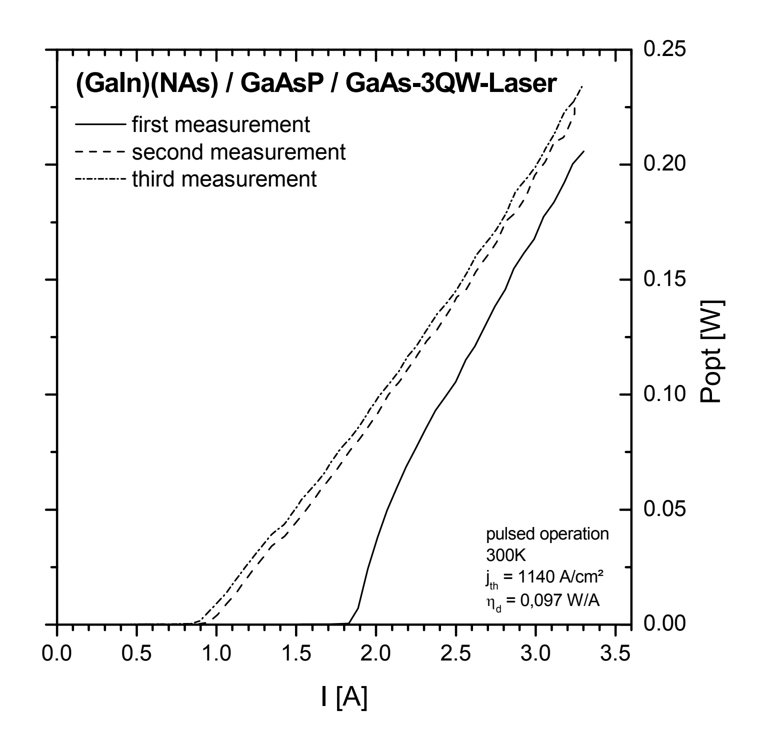


Abbildung 5.5: Drei nacheinander aufgenommene Kennlinien eines (GaIn)(NAs)/Ga(PAs)/GaAs-3QW-Lasers ($x_{In} = 25\%$, $\lambda = 1316nm$). Man erkennt eine drastische Verringerung der Schwellstromdichte nach dem ersten Lasing ($j_{th,1} = 2,3kA/cm^2$, $j_{th,2} = 1,14kA/cm^2$).

Wasserstoff aktiviert ist. In konventionellen Systemen bewirkt der Einbau von Wasserstoff genau das Gegenteil. Die mikroskopischen physikalischen Prozesse, die dem Phänomen zu Grunde liegen, sind allerdings noch unklar.

Die Erscheinung ist zusätzlich noch abhängig von der Art der Barriere. Laser, die über GaAs-Barrieren verfügen, zeigen nach einem entsprechenden Annealing üblicherweise keinen Einbrenneffekt. Setzt man dagegen Ga(NAs)- oder Ga(PAs)-Barrieren ein, tritt das Phänomen trotz eines entsprechenden Annealings weiterhin auf. In den Schichten, die Ga(NAs)-Barrieren aufweisen, konnte mittels kalibrierter SIMS bis zu $10^{19} cm^{-3}$ Wasserstoff nachgewiesen werden. Stickstofffreie (GaIn)As-Laser enthalten dagegen mindestens eine Größenordnung weniger Wasserstoff im aktiven Bereich. Nach Moto [161] ist der Wasserstoffeinbau an den Stickstoffeinbau gebunden. Dies würde den hohen H-Gehalt in (GaIn)(NAs)/Ga(NAs)-Lasern erklären. Zusätzlich könnte die Ausdiffusion durch die Bildung von stabilen N-H-Komplexen [161] in diesen Bauelementen erschwert sein.

Der Einbau von Wasserstoff und seine Auswirkungen auf die Hintergrunddotierung in (Ga(In))(NAs)-Proben wird in der Literatur verschiedentlich diskutiert [162], [161], [169]. Von einer Auswirkung auf die Lasereigenschaften wurde allerdings bisher nicht berichtet.

5.3.5 Temperaturabhängigkeit

Die Größen Schwellstromdichte, differentielle Effizienz und T_0 bestimmen wesentlich die technische Nutzbarkeit der Bauelemente. Die ersten beiden Größen wurden im Rahmen dieser Arbeit standardmäßig bei Zimmertemperatur untersucht. Um Laserdioden weiter zu analysieren, kann man die LIV-Kennlinien eines Bauelementes temperaturabhängig aufnehmen und die charakteristische Temperatur T_0 gemäß Gleichung 2.12 aus den Schwellstromdichten bestimmen. Da eine temperaturabhängige Messung der LIV-Kennlinie bei uns nicht standardmäßig möglich ist, liegen T_0-Werte nur von ausgewählten Bauelementen vor. Trägt man $\ln(j_{th}(T))$ gegen T auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang, aus dessen Steigung m man T_0 erhält ($T_0 = 1/m$). In *Abbildung* 5.6 sind zur Demonstration des Verfahrens die Messungen an zwei Lasern dargestellt. Die Messungen wurden von H. Hedrich, Infineon Technologies, durchgeführt. Die untere Kurve stammt von einem (GaIn)As/GaAs-DQW-Laser, der bei 1132nm emittiert (siehe *Abbildung* 5.4). Man erkennt neben den insgesamt sehr niedrigen Schwellstromdichten die geringe Abhängigkeit der Laserschwelle von der Temperatur. Die Analyse ergibt einen sehr großen T_0-Wert von 165K, der nahe an der für Quantenfilmlaser vorhergesagten theoretischen Grenze von 180K [139] liegt. Die zweite Kurve in *Abbildung* 5.6 stammt von einem (GaIn)(NAs)/Ga(NAs)-3QW-Laser, der bei 1275nm emittiert. Dieser Laser zeigt einen T_0-Wert von 103K, weist allerdings auch hohe Schwellstromdichten von $2k\,\mathrm{A}/cm^2$ auf. Nichtoptimierte Lasermaterialien mit hohen Schwellstromdichten weisen oft hohe T_0-Werte auf. Das liegt

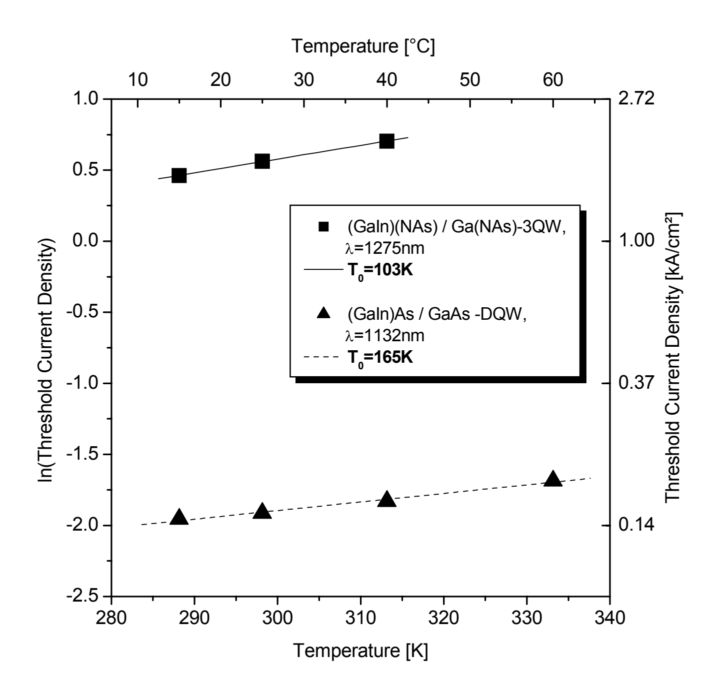


Abbildung 5.6: Bestimmung der charakteristischen Temperatur T_0 von zwei Breitstreifenlasern. Es gilt der empirische Zusammenhang: $j_{th} = j_0 \exp(\frac{T}{T_0})$.

daran, dass die Schwellen im Wesentlichen durch nichtstrahlende, monomolekulare Rekombinationsprozesse bestimmt sind, die oft wenig temperaturabhängig sind [143]. Die ersten (GaIn)(NAs)-QW-Laser, die über hohe Schwellstromdichten verfügten, zeigten daher eine extrem geringe Temperatursensitivität [141], [146]. Mit zunehmender Materialqualität und reduzierten Schwellströmen sanken die T_0 Werte (zum Teil bis auf 60K [147]).

In kürzlich erschienener Literatur wird von guten (GaIn)(NAs)-Lasern mit Schwellstromdichten von $< 500\,\mathrm{A}/cm^2$ berichtet, die bei etwa 1300nm emittieren und T_0-Werte von bis zu 120K aufweisen [148], [146], [150]. Die verglichen mit guten (GaIn)As-Lasern kleinen Werte werden auf Auger-Prozesse zurückgeführt [143] oder als thermionischer Ladungsträgerverlust in die Barrieren diskutiert [146]. Im Gegensatz zu dem Materialsystem (GaIn)(PAs)/InP, bei dem das Elektronenconfinement problematisch ist, wird der Ladungsträgerverlust in (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen auf ein schwaches Lochconfinement zurückgeführt. Durch Einführung von Ga(PAs)- oder Ga(NAs)-Barrieren kann die Valenzbanddiskontinuität vergrößert werden, die das Lochconfinement verbessert. Im Falle von Ga(NAs)/GaAs wird dabei ein Typ-II-Übergang angenommen (was allerdings noch Gegenstand aktueller Diskussion ist [152]).

5.3.6 Interne Effizienz η_i und optische Verluste α_i

Untersucht man identische Laser, die sich nur in ihrer Länge unterscheiden, kann man Aussagen über die intrinsischen Kenndaten interne Effizienz η_i und den inneren optischen Verlust α_i machen. Bei Kantenemittern ist die Herstellung unterschiedlich langer Laser einfach, da die Laserlänge nach der Prozessierung durch das Spalten festgelegt wird. Im Falle von VCSELn geht das nicht. Da im Rahmen dieser Arbeit die Laserchips noch nicht gedünnt wurden, und daher kurze Laserbarren nicht verfügbar waren, liegen nur von einigen Proben die Kenndaten vor. Durch Umformen der Gleichung 2.9 erhält man:

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{\alpha_i}{\eta_i \ln(1/R)} L + \frac{1}{\eta_i}.$$

Trägt man die inverse differentielle Effizienz gegen die Laserlänge L auf, so erhält man eine Gerade, aus deren y-Achsenabschnitt man die interne Effizienz η_i erhält. Über die Geradensteigung lässt sich dann der optische Verlust α_i berechnen. In *Abbildung* 5.7 ist ein Beispiel dargestellt. Es handelt sich bei dem untersuchten Laser um einen $(Ga_{0.86}In_{0.14})As/GaAs$-SQW, der bei 974nm emittiert. Aus dem Achsenabschnitt folgt für die interne Effizienz $\eta_i = 0,53$. Dieser nicht allzu große Wert resultiert vermutlich aus dem eingeschränkten Elektronenconfinement durch die niedrige (GaIn)As-GaAs-Barriere. Für die Verluste ergibt sich dann: $\alpha_i = m \cdot \eta_i \ln(1/R) = 3,4 cm^{-1}$, was ein guter Wert ist [4]. Wie man anhand der *Abbildung* 5.7 sehen kann, ist die Bestimmung von η_i und α_i relativ

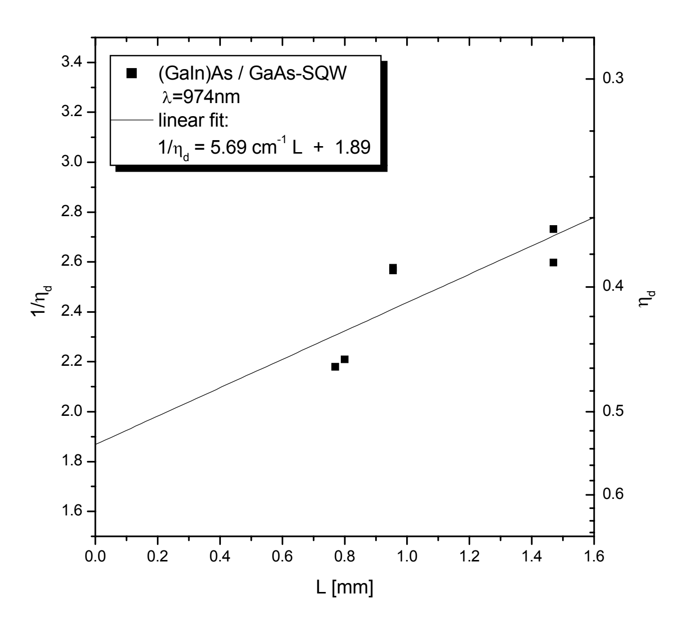


Abbildung 5.7: Auftragung der inversen differentiellen externen Quanteneffizienz gegen die Laserlänge. Aus dem Achsenabschnitt und der Geradensteigung lassen sich η_i und α_i bestimmen.

ungenau, wenn man nicht sehr unterschiedliche lange Laser zur Verfügung hat. Insbesondere benötigt man kurze Bauelemente.

Die untersuchten älteren (GaIn)(NAs)-Laser weisen interne Effizienzen von 0,5 bis 0,7 und interne Verluste von 8 bis $13 cm^{-1}$ auf. Die relativ hohen internen optischen Verluste sind vermutlich auf das noch nicht optimierte Wachstum des aktiven Materials zurückzuführen.

5.4 Elektrisch gepumpte (GaIn)(NAs)-VCSEL

Die kantenemittierenden Breitstreifenlaser dienten unter anderem als Untersuchungsvehikel für Oberflächenemitter. Nach den viel versprechenden Ergebnissen mit Kantenemittern und dem optisch gepumpten VCSEL von Höhnsdorf, wurde bereits zu einem frühen Zeitpunkt der Materialentwicklung die Realisierung eines monolithisch auf GaAs-Substrat abgeschiedenen, elektrisch gepumpten VCSELs in Angriff genommen. Aufgrund des kurzen Gain-Gebietes in diesen Bauelementen ist der Materialgewinn eine bestimmende Größe, die über die Funktion entscheidet. (GaIn)(NAs) verfügt über einen hohen Materialgewinn ($g_0 > 2500 cm^{-1}$)[6], der deutlich über dem von (GaIn)(PAs) ($g_0 \approx 1500 cm^{-1}$) liegt. Das ermöglicht die Herstellung funktionierender VCSEL, selbst wenn das aktive Material nicht über extrem niedrige Schwellstromdichten verfügt. Detaillierte Untersuchungen des wellenlängen- und ladungsträgerabhängigen Gewinns finden sich in Hofmann et al. [166], [167], J. Hader et al. [22], und N. Gerhard [165].

Der Probenaufbau der Kantenemitter und des VCSEL wurde von den konventionellen (GaIn)As/((Al)Ga)As-Lasern abgeleitet, die zwischen 850nm und 1050nm emittieren. Die Übertragung auf Wellenlängen von 1300nm war allerdings bei den oberflächenemittierenden Lasern nicht ohne weiteres möglich und erforderte ein modifiziertes Design. In *Abbildung* 5.8 ist der Probenaufbau skizziert. Wegen des reduzierten Brechungsindexkontrasts von AlAs und GaAs bei 1300nm musste die Anzahl der Spiegelpaare erhöht werden, um die erforderliche Reflektivität von 99,5% (unterer Bragg) bzw. 99,0% (oberer Bragg) zu erreichen. Der untere Bragg-Spiegel bestand aus 33 n-dotierten (AlGa)As/GaAs-Schichten mit Aluminiumrampen. Zur Dotierung wurde DETe eingesetzt. Statt der höher reflektierenden abrupten AlGa/GaAs-Spiegel wurde (AlGa)As/GaAs verwendet, um die Verspannung (durch die Gitterfehlanpassung von Aluminium) und den elektrischen Widerstand des n-Kontaktes zu reduzieren. Die aktive Region aus zwei 8nm dicken (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen mit 20nm-GaAs-Barrieren ist in eine $2\frac{1}{2} - \lambda -$Cavity eingebettet. Die p-Stromzuführung geschieht über einen p-Intracavity-Kontakt, um Intervalenzbandabsorption durch p-dotierte DBR-Schichten zu verhindern. Der Stromeinschluss wird durch eine selektiv oxidierte AlAs-Oxidapertur

[6] $g = g_0 * \ln(N/N_{transp})$, $dg/dN = g_0/N$, Daten aus SQW-BSL-Daten entnommen.

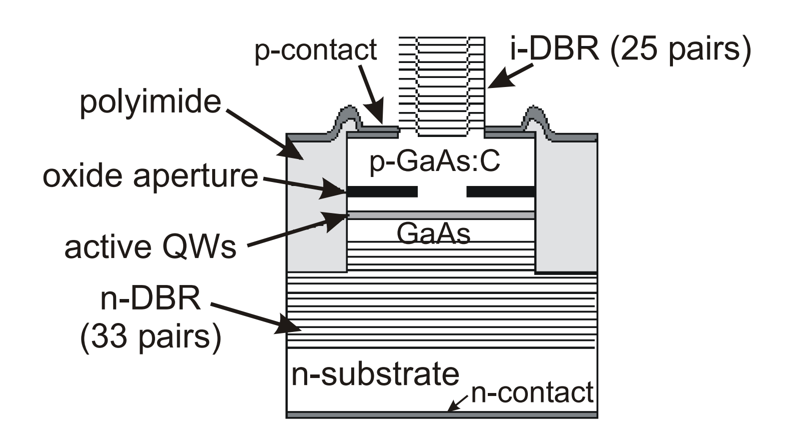


Abbildung 5.8: Schematischer Aufbau des elektrisch gepumpten 1,3μm VCSELs mit einem Intracavity-Kontakt.

erreicht. Der obere Spiegel besteht aus 25 nicht bzw. moderat n- kompensationsdotierten (AlGa)As/GaAs-Paaren. Die Schichtdicke des unteren Bragg-Spiegels betrug 6694,6nm, die des oberen 5093nm. Die Spiegel und der aktive Bereich sind in zwei verschiedenen Anlagen abgeschieden worden, um die aluminiumhaltigen Schichten von den stickstoffhaltigen zu trennen. Die Konzeption des Probenaufbaus und die Prozessierung der Laserschicht wurden von G. Steinle, Infineon Technologies, durchgeführt. Die Laserschicht wurde von B. Kunert und J. Koch hergestellt. Eine ausführliche Beschreibung des Bauelementes und seiner physikalischen Eigenschaften sowie eine detaillierte Untersuchung von 1.3μm-Mikroresonatoren finden sich in [153].

Einige Ergebnisse sollen hier kurz skizziert werden. In *Abbildung* 5.9 ist eine SEM-Aufnahme eines fertig prozessierten VCSELs dargestellt. Der lichtemittierende Bereich des Bauelementes ist der kreisrunde Mesa mit einem Durchmesser von ca. 15μm. Die größte Fläche des gesamten Bauelementes wird durch die beiden Kontaktfelder belegt, auf denen die Kontaktdrähte durch Bonden befestigt werden. Man kann den VCSEL im Gegensatz zu einem Kantenemitter von oben kontaktieren und nach oben optisch vermessen, ohne das Bauelement vereinzeln zu müssen. Elektrisch gepumpt (cw und gepulst) zeigte der VCSEL bei einer Wellenlänge von 1230nm Lasing im Temperaturbereich von 77K bis 230K[7]. Das Laser-Spektrum bei 78,5K ist in *Abbildung* 5.10 abgebildet. Aufgrund der für VCSEL großen Apertur ist die Emission lateral nicht monomodig. Der Laserbetrieb bei Raumtemperatur konnte aufgrund der großen Verstimmung des aktiven Bereichs gegenüber dem Laser-Resonator nicht erreicht werden. In *Abbildung* 5.11 sind das Reflektionsspektrum, das PL-Spektrum des VCSEL und

[7]Die Cavity war für Tieftemperaturuntersuchungen optimiert. Es wurde keine Messung bei tieferen Temperaturen als 77K durchgeführt.

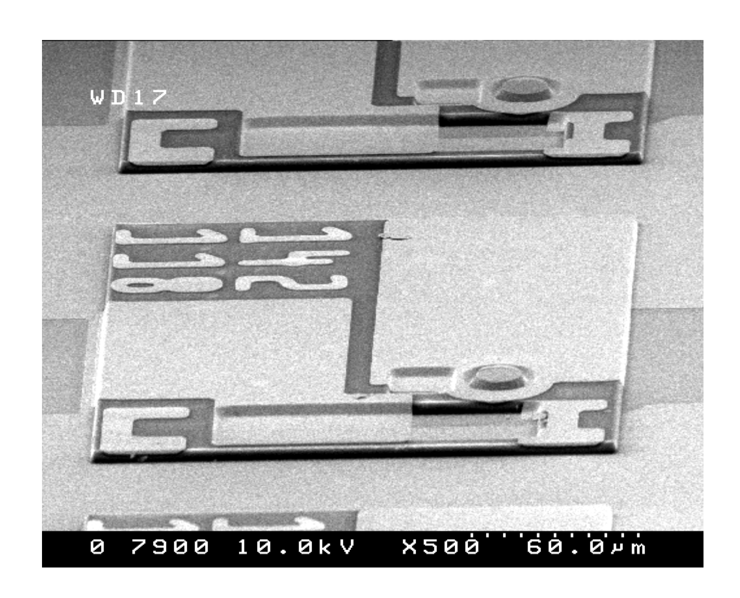


Abbildung 5.9: Rasterelektronische Aufnahme eines prozessierten VCSELs. Der kleine runde Bereich ist die Laserfacette. Die großen Bereiche sind die elektrischen Kontaktflächen.

das PL-Spektrum des aktiven Bereichs bei Raumtemperatur dargestellt. Man erkennt, dass die Cavity-Resonanz bei 1224nm liegt, während das aktive Material sein Emissionsmaximum bei 1310nm aufweist. Bei der Resonatorwellenlänge beträgt die PL-Intensität nur ein Fünftel der maximalen Peak-Intensität.

Sowohl die Emissionswellenlänge des aktiven Bereiches als auch die Lage der Cavity-Resonanz sind temperaturabhängig. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke kann nach Varshni beschrieben werden: $E_{gap}(T) = E_{g,0} - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}$.

Für das aktive Material beträgt die Verschiebung des PL-Maximums im betrachteten Temperaturintervall etwa $0,4nm/K$ [153].

Die Lage der Cavity-Resonanz hängt empfindlich von der optischen Länge der Bragg-Spiegel ab, in die neben den geometrischen Dicken der Schichten noch die temperaturabhängigen Brechungsindizes der Materialien eingehen[8]. Mit fallender Temperatur verschiebt sich die Cavity-Resonanz hin zu kleineren Wellenlängen mit $0,07nm/K$. Der PL-Peak des aktiven Materials schiebt also beim Abkühlen der Probe schneller als die Cavity-Resonanz, so dass die Verstimmung abnimmt. Die vollständige Anpassung war jedoch aufgrund der starken Verstimmung von 86nm auch bei tiefen Temperaturen nicht erreichbar.

In Anbetracht des frühen Entwicklungsstadiums und der deshalb noch nicht optimierten Struktur dieses Bauelementes ist der Nachweis der Lasertätigkeit ein beachtenswertes Ergebnis. Es zeigt das immense Potential von (GaIn)(NAs) als aktives 1,3μm-Material.

[8] Für GaAs gilt: $n = 3,255 * (1 + 4.5 \cdot 10^{-5} \cdot T)$, T in K [154].

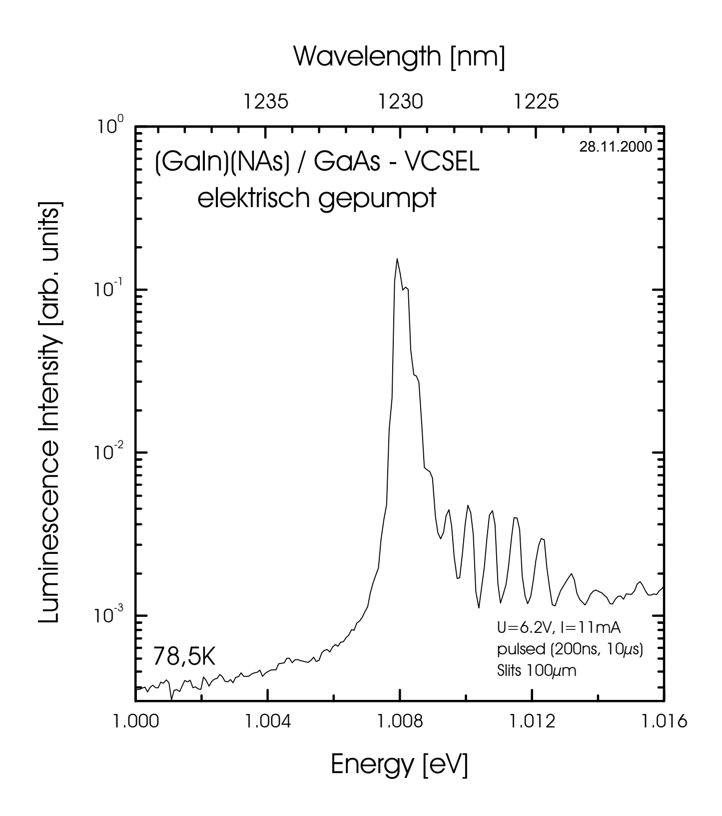


Abbildung 5.10: Laser-Spektrum eines elektrisch gepumpten (GaIn)(NAs)-VCSELs bei 1230nm (78K). Aperturdurchmesser 15μm.

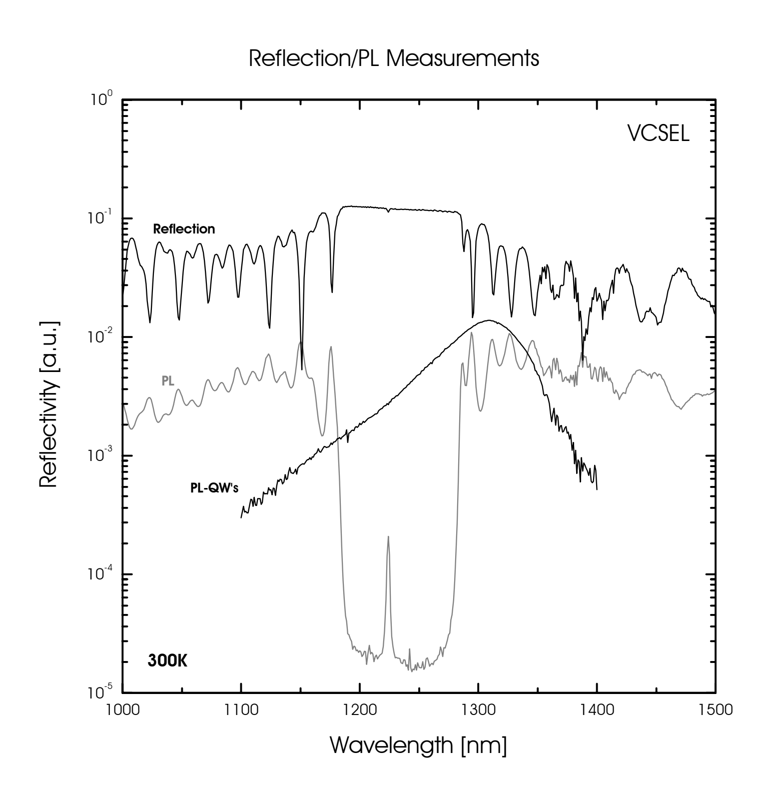


Abbildung 5.11: Reflektionsspektrum und PL-Spektrum eines VCSELs und PL-Spektrum seines aktiven Bereiches.

Untersuchungen an dotierten Bragg-Spiegeln bei 1300nm ergaben überraschender weise nicht nur für p-DBR-Spiegel, sondern auch für n-DBR-Strukturen Absorptionsverluste [171], [59]. Aus diesem Grunde wurde ein zweiter Strukturvorschlag entwickelt [124], der zwei Intracavity-Kontakte und undotierte Spiegel vorsieht. Um das Gewinnvolumen zu erhöhen, wurde die Zahl der Quantenfilme auf drei erhöht. Die Herstellung dieses Bauelementes ist wesentlich aufwendiger als die von kommerziell erhältlichen 850nm VCSELn, trotzdem ist sie technologisch beherrschbar. Auf der Basis dieses Strukturvorschlages konnten bei Infineon Technologies sowohl mittels MBE [176] als auch mittels MOVPE [123] VCSEL hergestellt werden, die bei Raumtemperatur beeindruckende Leistungsdaten aufweisen. Sie zeigen eine optische Maximalleistung von 700μW (cw) bzw. 1,4mW (cw) und eignen sich für 10Gbit/s Datenübertragung über Standard-Singlemode-Faser. Die Schwellstromdichten betragen dabei 3 bis 4 kA/cm^2, was mit entsprechenden Breitstreifenlaserdaten übereinstimmt (200μm x 100μm) [123]. In mehreren Laboren wurden in den letzten Jahren elektrisch gepumpte 1,3μm (GaIn)(NAs)-VCSEL verwirklicht. Im Jahr 2000 wurden von Coldren et al. [177], Choquette et al. [168] und Nishiyama et al. [179] die ersten GaAs-basierenden, elektrisch gepumpten VCSEL vorgestellt, die bei Raumtemperatur zwischen 1200nm und 1300nm emittierten.

5.5 (GaIn)(NAs)-Breitstreifen-Laser

(GaIn)(NAs) verfügt über eine Reihe physikalischer Eigenschaften, die das Materialsystem nicht nur für oberflächenemittierende 1,3μm-Laser als besonders geeignet erscheinen lässt, sondern auch für Hochleistungslaser z.B. als Raman-Verstärker, Pumplaser für Erbium-dotierte Faser-Verstärker (EDFAs) oder für neuartige Scheibenlaser (*OPS*), die hohe Lichtleistung mit hoher Strahlqualität verbinden [172]. Der beschriebene elektrisch gepumpte VCSEL enthielt ein aktives Material, welches bezüglich der Schwellstromdichte noch nicht optimiert war. Dies hat möglicherweise negative Folgen für die Langzeitstabilität der Bauelemente, da die thermische Belastung bei gleicher Lichtausbeute aufgrund nichtstrahlender Rekombination erhöht ist[9]. Die Reduktion der Schwellstromdichte und die Aufklärung der Mechanismen, die zu einer Veränderung der Schwellstromdichte führen, sind für eine Verbesserung der Eigenschaften und für die reproduzierbare Herstellung von (GaIn)(NAs)-basierenden Bauelementen somit besonders wichtig.

Als wichtigste Auswirkung des Stickstoffeinbaus in (Ga(In))As sei hier nochmals das ungewöhnliche Bandgap-Bowing genannt, dass aufgrund der besonderen Leitungsbandveränderung durch resonante Stickstoffniveaus zustande kommt.

[9] Nichstrahlende Rekombinationspfade reduzieren im Allgemeinen die Lebensdauer von Lasern. Der metastabile Charakter von (GaIn)(NAs) scheint dagegen kein Problem für die Langzeitstabilität zu sein, wie erste Alterungsversuche an Hochleistungslasern zeigen [174].

Die Bandlückenenergie ist dabei extrem stark abhängig vom Stickstoffgehalt. Das hat zur Folge, dass die Eigenschaften der Bauelemente empfindlich auf kleine Änderungen der Wachstumsparameter reagieren, und dass unvermeidliche Fluktuationen der lokalen Stickstoffumgebung durch Legierungsunordnung zu erheblichen Potentialschwankungen und damit zur Lokalisierung von Ladungsträgern im Quantenfilm führen[10]. Die Potentialschwankungen haben Einfluss auf die Breite und Höhe der Lumineszenz-Linien, auf den maximalen Materialgewinn und die Beweglichkeit der Ladungsträger. Die Effekte haben natürlich einen Einfluss auf die Schwellstromdichte von (GaIn)(NAs)-Lasern, sie dürften allerdings nicht wesentlich sein. Die zum Teil sehr hohen Schwellstromdichten erfordern Verlustprozesse, die effizient Ladungsträger nichtstrahlend rekombinieren lassen. Die Identifizierung und Vermeidung dieser Verlustprozesse erfordert optimierte Abscheidebedingungen.

Betrachtet man *Abbildung* 2.10, so erkennt man, dass mit sehr unterschiedlichen Materialzusammensetzungen 1,3μm-Emission erreicht werden kann (bei dieser Auftragung muss allerdings noch die unvermeidliche Blauverschiebung bedacht werden). Es ist a priori nicht klar, welche Zusammensetzung bei welchen Wachstumsbedingungen zu einer optimalen Materialqualität und zu optimalen Lasereigenschaften führt. Für die Wachstumstemperatur hat sich ein Bereich von 500°C bis 550°C allgemein durchgesetzt (bei der Abscheidung mittels MOVPE, [142], [58], [123], [150]...). Die Proben dieser Arbeit sind alle zwischen 515°C und 525°C entstanden. Bei der Zusammensetzung wird im Allgemeinen nach einer Maximierung des Indiumgehaltes bei möglichst geringem Stickstoffeinbau gestrebt. Dieses Bestreben folgt aus zwei Gründen: Zum einen ist die Valenzbanddiskontinuität von (GaIn)(NAs)/GaAs abhängig vom Indiumgehalt. Für Ga(NAs)/GaAs oder für sehr kleine In-Gehalte geht man von einem Typ-II-Übergang aus [139] bzw. von einer sehr geringen Typ-I-Valenzband-Diskontinuiät. Erst mit steigendem In-Gehalt erreicht man auch ein akzeptables Lochconfinement. Der andere Grund ergibt sich aus der Beobachtung, dass mit zunehmendem Stickstoffgehalt die PL-Intensität von (GaIn)(NAs)-Proben drastisch sinkt. Die reduzierte PL-Intensität wird auf Defekte zurückgeführt, die durch den Stickstoffeinbau induziert werden oder die aus der Metastabilität des Materials folgen. Bei höheren Indiumgehalten fällt die Abnahme der PL-Intensität mit zunehmender Wellenlänge und zunehmendem Stickstoffgehalt niedriger aus [155], [7]. Auch theoretische Betrachtungen intrinsischer Materialparameter von O'Reilly legen für optimierte Laserstrukturen einen minimalen Stickstoffgehalt nahe [156]. In der Literatur werden Indiumgehalte von 30%-40% und Stickstoffgehalte bis zu 5% als ideal für 1.3μm-Emitter genannt. Entsprechend *Abbildung* 2.9 muss man zur Verspannungskompensation von großen Indiumgehalten über 30% den Stickstoffgehalt mit erhöhen. Man erwartet also eine optimale Materialkomposition, die die kri-

[10] In [156] wird geschätzt, dass Streuung durch Legierungsunordnung zwei Größenordnungen über konventionellen III-V-Verbindungshalbleitern liegt.

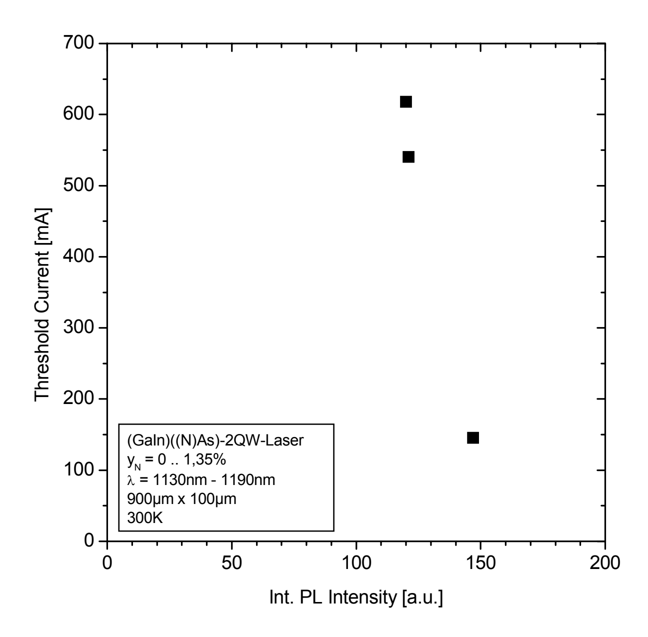


Abbildung 5.12: Auftragung der Schwellstromdichte von (GaIn)((N)As)-DQW-BS-Lasern gegen die jeweilige integrierte Photolumineszenz-Intensität der aktiven Bereiche.

tische Schichtdicke der Quantenfilme mit einbezieht.

Für den Laserbetrieb müssen die Proben über eine Mindestlumineszenzeffizienz verfügen, weshalb oft von der einfachen Beziehung ausgegangen wird, dass aus einer hohen PL-Intensität eine gute Schwellstromdichte folgt (z.B. [58]). Ein wesentlicher Unterschied zwischen Elektrolumineszenz im Laser und üblichen Photolumineszenz-Experimenten ist jedoch die unterschiedliche Ladungsträgerdichte in den Proben. Die PL-Intensität (bei geringer Anregung) kann z.B. durch eine Dotierung des aktiven Materials effizienter werden. Aufgrund der hohen Ladungsträgerdichte im Laser spielen jedoch nur strahlende Band-zu-Band-Übergänge eine Rolle. Eine Dotierung des aktiven Materials ist für den Laserbetrieb eher ungünstig. Dagegen gewinnen im Laser nichtstrahlende Augerprozesse drastisch an Bedeutung, die kubisch mit der Ladungsträgerdichte zunehmen. Bei niedrigen Ladungsträgerdichten spielen diese Verlustprozesse noch keine Rolle. Als Beispiel, dass es ab einer gewissen Probengüte keinen einfachen ein-zu-eins-Zusammenhang zwischen PL-Intensität und Schwellstromdichte gibt, mögen die Ergebnisse aus *Abbildung* 5.12 gelten. Dargestellt ist die Schwellstromdichte dreier Laser in Abhängigkeit von der integrierten PL-Intensität. Die PL-Spektren wurden an Testschichten aufgenommen, die im selben Epitaxielauf hergestellt wurden wie die entsprechenden Laser. Es handelt sich um (GaIn)((N)As)-DQW-

Laser, die bei 1130nm-1190nm emittieren und die über den gleichen Probenaufbau verfügen. Man erkennt, dass trotz nahezu gleicher integrierter PL-Intensität (±10%) sich die Schwellstromdichten um mehr als einen Faktor vier unterscheiden. Die PL-Intensität ist in diesem Fall nicht mit der Schwellstromdichte korreliert und kein gutes Beurteilungskriterium.

Neben der Zusammensetzung des Materials und der Wachstumstemperatur hat sich die Wachstumsgeschwindigkeit in den Voruntersuchungen für die optische Qualität als wichtig herausgestellt. Höhnsdorf [7] konnte zeigen, dass die PL-Intensität bei ähnlicher Zusammensetzung und Wellenlänge deutlich zunimmt (und die Linienbreite abnimmt), wenn man *langsamere* Geschwindigkeiten wählt. Als Optimum wurde $v_{gr} = 0,04nm/s$ gefunden.

Sowohl die Wachstumstemperatur als auch die Wachstumsgeschwindigkeit haben einen großen Einfluss auf die maximal erreichbare Verspannung von Quantenfilmen, die man ohne Versetzungen abscheiden kann. So gelang es z.B. problemlos im Rahmen dieser Arbeit bei 525°C und der *schnellen* Wachstumsgeschwindigkeit von $0,5nm/s$ (GaIn)As-Laser mit Indiumgehalten von über 30% abzuscheiden, die oberhalb von 1130nm emittieren. F. Bugge oder Sato berichtet von (GaIn)As-Lasern mit Indiumgehalten von 40%, die bei 1200nm emittieren [157], [158], [159]. Hohe Wachstumsgeschwindigkeiten (und niedrige Wachstumstemperaturen) sollten für die Erzielung hoher In-Gehalte in Quantenfilmen also eher vorteilhaft sein.

Um die Fragen nach der optimalen Zusammensetzung und geeigneten Wachstumsbedingungen sowie nach einem geeignetem Laseraufbau beantworten zu können, wurden zahlreiche Laser mit unterschiedlichen Wachstums- und Design-Parametern abgeschieden und prozessiert. Im Folgenden werden die variierten Größen angegeben und einige Detailergebnisse diskutiert.

5.5.1 Schwellstromdichte - Wellenlänge

Analog zur Verschlechterung der PL-Intensität beobachtet man mit wachsender Wellenlänge eine deutliche Zunahme der Schwellstromdichte. In *Abbildung* 5.13 ist die Schwellstromdichte von Breitstreifenlasern (ca. 800μm x 100μm) als Funktion der Wellenlänge bei Raumtemperatur dargestellt. Man beachte die logarithmische Auftragung. Das Diagramm enthält die Messwerte von einfach- bis zu vierfach-Quantenfilmstrukturen[11]. Man erkennt eine etwa exponentielle Zunahme der Schwelle von guten $100A/cm^2$ bei 1040nm ((GaIn)As-SQW) bis zu Werten zwischen 1 und $10kA/cm^2$ bei Wellenlängen jenseits von 1300nm. Der Anstieg der Schwellstromdichten zu kleineren Wellenlängen hin, ist eine Folge der abnehmenden Quantentopftiefe im (GaIn)As/GaAs-System. Ein moderates

[11] Die Schwellstromdichte wächst leicht mit der Anzahl der Quantenfilme: Als Erfahrungswert gilt: $I_{th}(DQW) \approx 1,3 \cdot I_{th}(SQW)$. Wenn die Anzahl der Quantenfilme weiter erhöht wird, müssen strukturelle Faktoren, wie z.B. Verspannung oder Füllung der Quantenfilme mit Ladungsträgern mit einbezogen werden, die die Schwelle überproportional steigen lassen können.

Anwachsen der Schwellstromdichte zu größeren Wellenlängen hin, erwartet man aufgrund der zunehmenden Elektronenmasse [156], [152] und des wachsenden Einflusses von Auger-Prozessen [4]. Eine detaillierte Untersuchung von strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsprozessen (Defekt-Rekombination und Auger-Prozesse) in (GaIn)(NAs)-Lasern findet sich in [144], [143], [145]. Dort wird für eine spezielle Materialzusammensetzung der Großteil des Schwellstromes auf Defekt-Rekombination zurückgeführt[12], was in Übereinstimmung mit den neuesten Bestwerten von 1,3μm Laserdioden den Schluss erzwingt, dass der gefundene exponentielle Zusammenhang nicht die intrinsischen Schwellstromdichten beschreibt. Die gefundenen hohen Schwellstromdichten sind vielmehr Folge von noch nicht optimierten Wachstumsbedingungen.

Der Variationsbereich der Schwellstromdichte bei konstanter Wellenlänge ist mit fast einer Größenordung sehr breit. Über die Veränderung der Materialzusammensetzung, der Wachstumsparameter und des Probenaufbaus kann man die Schwellstromdichte erheblich verbessern oder verschlechtern. Um die optimalen Wachstumsparameter zu finden und wichtige von weniger wichtigen Parametern zu unterscheiden sind folgende Größen variiert worden:

- Indium- und Stickstoff-Gehalt ($25\% < x_{In} < 35\%$, $0 < y_N < 7\%$),
- Wachstumsgeschwindigkeit des aktiven Materials ($0,035nm/s < v_{gr} < 0,4nm/s$),
- die Prozessparameter UDMHy-Partialdruck und TBAs-Partialdruck ($0 < V/V < 204;\ 3,5 < \frac{p_p(TBAs)}{p_p(TEGa)} < 45$)
- Art und Konzentration der n-Dotierung (DETe oder DiTBuSiH, $6{\cdot}10^{17}cm^{-3} < [Dotand, SIMS] < 4 \cdot 10^{18}cm^{-3}$)
- Art des Barrierenmaterials (GaAs, Ga(NAs) und Ga(PAs)),
- sowie die Design-Parameter Anzahl der Quantenfilme ($1 \leq \#_{QW} \leq 5$) und
- Dicke der Wellenleiterschicht ($245nm \leq d_{SCH} \leq 450nm$).

Für alle Proben wurden eine Quantenfilmbreite von ca. 8nm sowie die niedrige Wachstumstemperatur von 515°C-525°C beibehalten.

[12] Für andere (GaIn)(NAs)-Materialzusammensetzungen [145] spielen dagegen Auger-Prozesse eine wesentliche Rolle. Die Interaktion des Stickstoffniveaus mit dem Leitungsband führt zu einer nicht-parabelförmigen Bandformation, die einen Einfluss auf die Wahrscheinlichkeit von Auger-Prozessen haben kann. Durch die Beeinflussung der Form des Leitungsbandes durch den Stickstoffeinbau ist unter Umständen ein gezieltes Bandgap-Engineering möglich, dass sich nicht nur auf die Größe der Bandlücke bezieht.

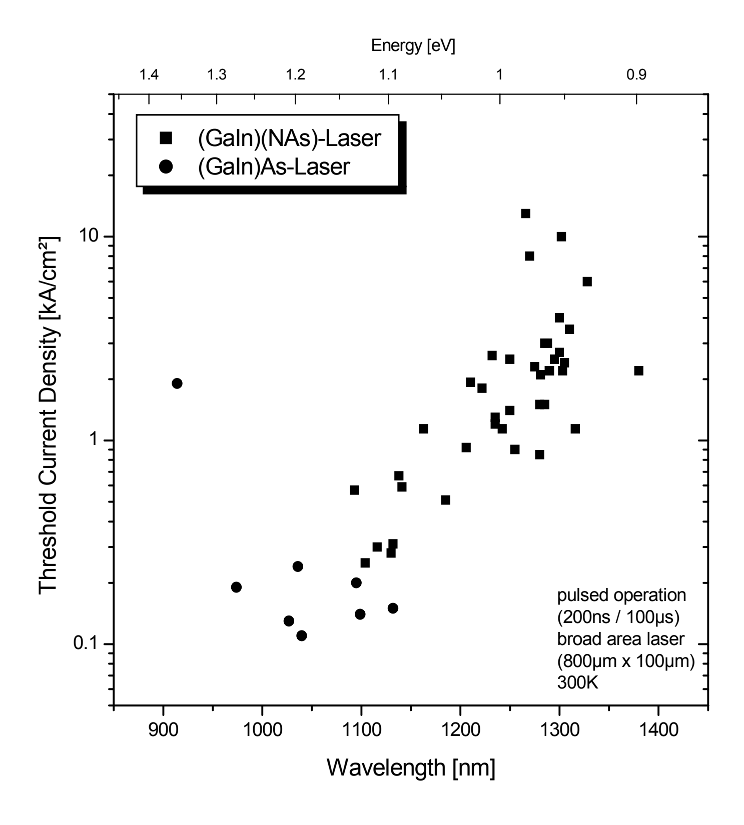


Abbildung 5.13: Logarithmische Auftragung der Schwellstromdichte von 800μm x 100μm (GaIn)((N)As)-BS-Lasern als Funktion der Emissionswellenlänge.

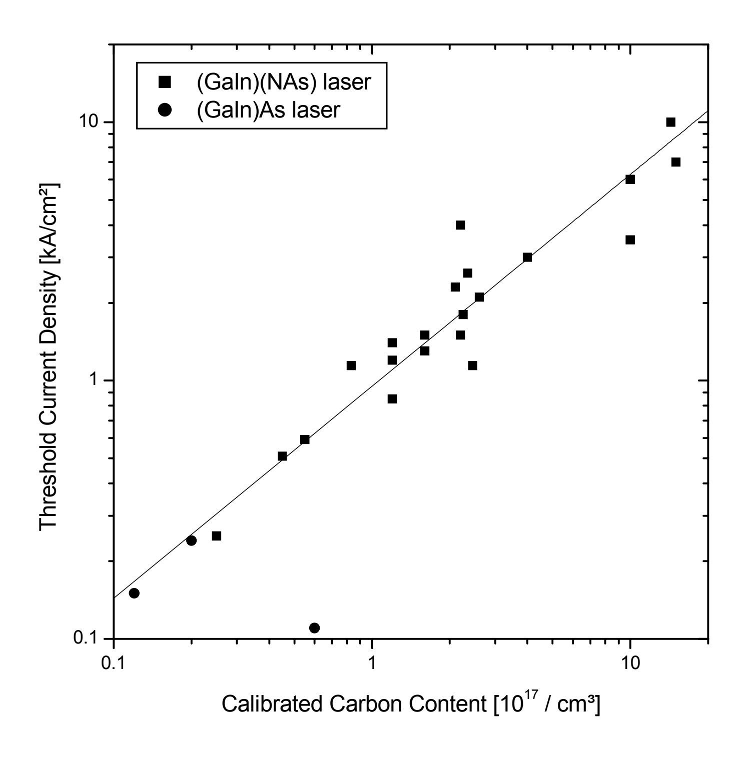


Abbildung 5.14: Auftragung der Schwellstromdichte von (GaIn)((N)As)-Breitstreifenlasern gegen den Kohlenstoffgehalt in der aktiven Region. Die durchgezogene Linie ist eine empirische Fit-Kurve: $j_{th} = 0.95 \cdot [C]^{0.82}$, j_{th} in kA/cm^2, [C] in $10^{17}/cm^3$.

5.5.2 Schwellstromdichte - Kohlenstoffgehalt

Die Variation der verschiedenen Wachstumsparameter führte zwar innerhalb der Wachstumsserien zu systematischen Veränderungen, sie bewirkte jedoch *nicht* eine substantielle Verbesserung der Schwellstromdichten. Die Ergebnisse sind anscheinend durch einen dominanten Effekt überlagert. Die Analyse der unterschiedlichen Parameter-Abhängigkeiten lässt den Schluss zu, dass die bestimmende Größe für die Schwellstromdichte der (GaIn)((N)As)-Laser der Kohlenstoff-Gehalt im aktiven Material ist. In *Abbildung* 5.14 ist die Schwellstromdichte von Breitstreifenlasern doppelt-logarithmisch gegen den Kohlenstoffeinbau aufgetragen, der mittels kalibrierter SIMSs bestimmt wurde[13].

Man findet über mehr als zwei Größenordnungen eine klare Korrelation zwi-

[13]Der C-Gehalt wurde aus Gründen der Vergleichbarkeit mit alten Daten aus den Maximalwerten der SIMS-Peaks bestimmt. Es wurden nicht die integrierten Peak-Intensitäten genutzt, da von alten Proben diese Informationen nicht zur Verfügung standen.

schen der Schwellstromdichte und dem Kohlenstoffgehalt im aktiven Material. Die Messwerte lassen sich durch ein empirisches Potenzgesetz der Form

$$j_{th} = 0,95 \cdot [C]^{0,82} \tag{5.1}$$

mit $[C]$ in $10^{17} cm^{-3}$ und j_{th} in $k\,\mathrm{A}/cm^2$ sehr gut anpassen. Auffällig ist die geringe Streuung der Messwerte um die Fit-Gerade, obwohl die Messdaten von ganz unterschiedlichen Lasern mit unterschiedlichem Probenaufbau und mit verschiedenen Emissionswellenlängen stammen. In diesem Diagramm sind *alle* Laser enthalten, von denen der [C]-Gehalt im aktiven Bereich bestimmt wurde. Es gibt nur zwei Proben, die deutlich von der Kurve abweichen. Der Kohlenstoffgehalt des (GaIn)As-Lasers mit einer Schwellstromdichte von $110\,\mathrm{A}/cm^3$ konnte aufgrund eines zu hohen SIMS-Untergrundes nicht korrekt bestimmt werden, weshalb der Untergrundwert angenommen wurde. Der andere Ausreißer ($[C] = 2,2 \cdot 10^{17}$, $j_{th} = 4k\,\mathrm{A}/cm^2$) stammt von einem (GaIn)(NAs)-Vierfachquantenfilm-Laser, der bereits strukturelle Probleme aufwies. Der in der derselben Probenserie entsprechend hergestellte Doppelquantenfilm-Laser liegt exakt auf der Kurve.

Die starke Korrelation von C-Gehalt und Schwellstromdichte lässt den Schluss zu, dass ein Kohlenstoff-Defekt der bestimmende Faktor ist, während alle anderen Faktoren zweitrangig sind. Für kein anderes Parameterpaar wurde eine vergleichbar starke Abhängigkeit gefunden. Das bedeutet aber insbesondere, dass die Schwellstromdichte der Laser von der Materialqualität abhängt und nur im untergeordneten Maße vom Laser- und Grenzflächendesign.

Der physikalische Prozess, welcher der Reduktion der Schwellstromdichte durch den Kohlenstoffeinbau zu Grunde liegt, ist bislang noch ungeklärt und Gegenstand aktueller Forschung. Ebenso sind die Herkunft des Kohlenstoffs und der Mechanismus, der zu seinem Einbau führt noch nicht voll geklärt und teilweise spekulativ.

Kohlenstoff wird in GaAs auf (100)-Substrat auf einem Gruppe-V-Platz als Akzeptor eingebaut. Im Falle von (GaIn)(NAs)-Laserdioden hätte dieser Einbaumechanismus eine moderate p-Dotierung zur Folge, die keine negative Auswirkung auf die Schwellstromdichte haben sollte[14]. So eingebauter Kohlenstoff wirkt nicht als ausgesprochen effizientes, nichtstrahlendes Rekombinationszentrum und kann daher die beobachteten Effekte nicht erklären.

Nimmt man an, dass für alle strukturell vergleichbaren Schichten[15] der gleiche $[C] - j_{th}-$Zusammenhang gilt, kann man mit einer deutlich größeren Probenanzahl versuchen über die Auftragung der Schwellstromdichte gegen andere Wachstumsparameter einen Zusammenhang zu finden.

[14]p-Dotierung wird Konzentrationen von ca. $10^{17} cm^{-3}$ in Lasern zur Reduktion der Schwellstromdichte eingesetzt [97].

[15]Es werden also strukturell intakte Einfach- bis Dreifach-Quantenfilme angenommen, und man geht von keinen wesentlichen Einflüssen der Barrieren und Grenzflächen auf die Schwellstromdichte aus.

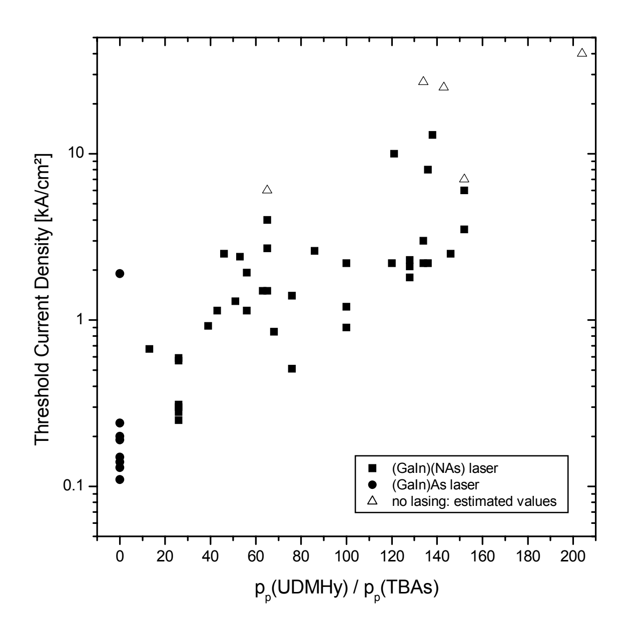


Abbildung 5.15: Auftragung der Schwellstromdichte von (GaIn)((N)As)-BSL gegen das V/V-Verhältnis. Die geschätzten Werte wurden aus der PI-Kennlinie auf die erwartete Schwellleistung von 0,5mW extrapoliert.

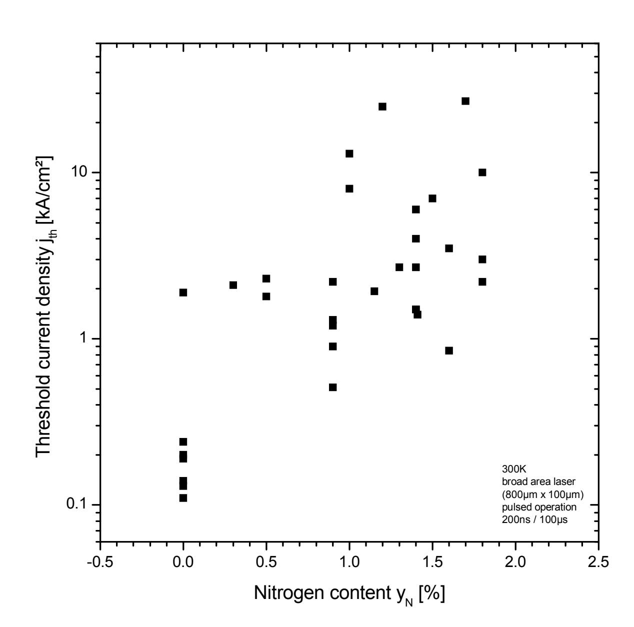


Abbildung 5.16: Auftragung der Schwellstromdichte von (GaIn)((N)As)-BSL gegen den Stickstoffgehalt im aktiven Bereich.

Die Auftragungen der Schwellstromdichte über dem V/V-Verhältnis (*Abbildung* 5.15), über dem Stickstoffgehalt im Festkörper y_N (*Abbildung* 5.16), über dem TBAs/TEGa-Verhältnis (*Abbildung* 5.17) oder gegen andere Wachstumsparameter ergeben jedoch keinen ganz klaren Zusammenhang. Die Variation der Schwellstromdichten beträgt jeweils mehr als eine Größenordnung. Der Grund der Messwertstreuung liegt vermutlich darin begründet, dass die Wachstumsbedingungen der über mehrere Jahre entstandenen Proben nicht systematisch untereinander vergleichbar sind und vor allen Dingen an der großen Variationsbreite und -vielfalt der Wachstums- und Strukturparameter der Proben. Einige Trends sind jedoch abzuleiten.

Man erkennt in *Abbildung* 5.15 (j_{th} vs. V/V) und in *Abbildung* 5.16 (j_{th} vs. y_N), dass die Schwellstromdichten, und damit die prognostizierten C-Gehalte gemäß *Gleichung* 5.1, der stickstofffrei hergestellten (GaIn)As-Laser sehr niedrig sind und wenig variieren. Die stickstoffhaltigen Laser verfügen dagegen über höhere Werte, die in einer noch nicht genau geklärten Abhängigkeit mit dem Stickstoffgehalt bzw. mit dem Dimethylhydrazin-Partialdruck skalieren. Tendentiell gilt jedoch, dass mit zunehmendem V/V-Verhältnis, bzw. mit zunehmendem Stickstoffgehalt im Festkörper die Schwellstromdichte etwa exponentiell zunimmt. Das TBAs zu TEGa-Partialdruckverhältnis spielt dagegen offenbar keine Rolle. Die Kohlenstoffquelle ist also vermutlich das UDMHy-Molekül. Die thermoly-

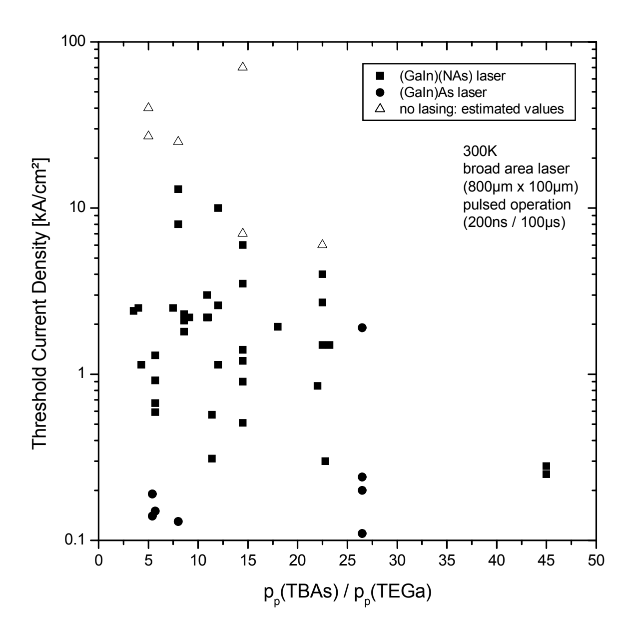


Abbildung 5.17: Auftragung der Schwellstromdichte von (GaIn)((N)As)-BSL gegen das Partialdruckverhältnis $p_p(TBAs)/p_p(TEGa)$.

tische Spaltung von UDMHy führt zu einer NH_2-Gruppe und einer $N(CH_3)_2$-Abgangsgruppe. Der zweite Molekülteil könnte in geringem Maße als Ganzes oder weiter zerlegt (N-C) in den Kristall eingebaut werden. Weil in diesem Falle Kohlenstoff mit Stickstoff verknüpft bleibt[16], könnte er (bzw. der C-N-Komplex) als nichtstrahlender Defekt wirken. Eine alternative Kohlenstoffquelle mit gleicher Auswirkung könnte eine Verunreinigung des 1,1-Dimethyhydrazins durch das symmetrische 1,2-Dimethylhydrazin sein. Durch die Spaltung dieses Moleküls würden zwei Molekülfragmente freigesetzt werden, die die stabile N-C-Bindung enthalten.

Der Einbau der N-C-Abgangsgruppe ist, analog zum Einbau der Methylgruppen der Gruppe-III-Quellen, von den Wachstumsbedingungen abhängig [161]. Durch die systematische Untersuchung des Kohlenstoffgehaltes als Funktion des V/V-Verhältnisses, des V/III-Verhältnisses, des Indium- und Stickstoffgehaltes usw. sollte es möglich sein, Wachstumsbedingungen zu finden, die einen ausreichenden Stickstoffeinbau bei gleichzeitig geringem Kohlenstoffeinbau ermöglichen. Dieses Material würde dann verbesserte Schwellstromdichten in Lasern aufweisen. Erste weitergehende Untersuchungen in dieser Richtung werden zur Zeit von K. Volz durchgeführt.

[16] Die N-C-Bindung ist nach Stolz [26] sehr stabil. Benutzt man Stickstoffquellen, die nur über N-C-Bindungen verfügen, wird sehr viel C in die Proben eingebaut (im hohen Prozentbereich).

Falls die Quelle des Kohlenstoffeinbaus, wie vermutet, das UDMHy-Molekül ist, könnte man auch versuchen, alternative Sticktoff-Quellen einzusetzen. In der Diskussion sind das Tertiärbuthyl-Hydrazin [173] und Trifluor-Stickstoff (NF_3) [162].

In der Literatur wird der Einbau von Kohlenstoff (und Wasserstoff) in (GaIn)(NAs), das mittels MOVPE hergestellt wird, schon seit längerem untersucht [162], [161], nicht jedoch im Hinblick auf die Schwellstromdichte von Laserdioden. A. Moto et al. [161] berichtet z.B. von systematischen, unkalibrierten SIMS-Messungen, die nur eine schwache Abhängigkeit des C-Einbaus vom Indiumgehalt und vom Stickstoffgehalt im Festkörper ergeben. Das könnte in Übereinstimmung mit einigen Laser-Detailergebnissen[17] von uns darauf hindeuten, dass die oben genannten „Regeln“ für die (GaIn)(NAs)-Abscheidung nicht unbedingt gültig sein müssen. Die Frage nach der optimalen Zusammensetzung und den optimalen Wachstumsbedingungen ist meiner Meinung nach noch offen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Korrelation zwischen dem Einbau von Kohlenstoff in das aktive Material und der Schwellstromdichte von (GaIn)((N)As)-Kantenemittern gefunden. Wenn sich auch für weitere Laser diese Korrelation bestätigen sollte, stellt sie ein mächtiges Hilfsmittel dar, das Lasermaterial zu optimieren. Es sind nun Untersuchungen nötig, die den zu Grunde liegenden physikalischen Zusammenhang und den Verlustmechanismus klären. Die Korrelation bietet die Möglichkeit, auf einfachere Weise Wachstumsbedingungen zu finden, die den Einbau von Stickstoff in (GaIn)(NAs) erlauben, ohne den C-Gehalt gleichzeitig zu erhöhen. Man kann nun mehrere Wachstumsexperimente in einer Testschicht durchführen und über SIMS-Untersuchungen die Schwellstromdichte abschätzen, ohne für jeden Teilversuch die aufwendige Herstellung und Prozessierung eines Lasers durchführen zu müssen. Erst wenn das Kohlenstoff-Problem gelöst ist, macht die weitere strukturelle Optimierung der Laser Sinn. Mit verbessertem aktivem Material sollte man einige Experimente, mit dann aussagekräftigen Ergebnissen, allerdings erneut durchführen.

Die Kohlenstoffproblematik und die komplexen Wachstumszusammenhänge bei der Abscheidung von (GaIn)(NAs)-Proben mittels MOVPE lassen zunächst MBE als das geeignetere Herstellungsverfahren erscheinen [1]. Die aktuellen Bestwerte von Tansu et al. [150] und Ramakrishnan et al. [123] zeigen jedoch, welches Potential im MOVPE-(GaIn)(NAs) steckt.

[17] Es gibt Daten, nach denen Laser mit nur 25% Indium die gleichen Schwellstromdichten aufweisen, wie entsprechende Laser mit 30% Indium ($\lambda = 1290nm$, $\lambda = 1305nm$, $j_{th} = 2,2k\,\mathrm{A}/cm^2$). Ebenso können schnell gewachsene Proben ($v_{gr} = 0,33nm/s$, $\lambda = 1242nm$, $j_{th} = 1,14k\,\mathrm{A}/cm^2$, $[C] = 0,85 \cdot 10^{17} cm^{-3}$) vergleichbare Schwellstromdichten haben wie langsam gewachsene ($v_{gr} = 0,045nm/s$, $\lambda = 1235nm$, $j_{th} = 1,2k\,\mathrm{A}/cm^2$, $[C] = 1,2 \cdot 10^{17} cm^{-3}$).

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Themengebiet dieser Arbeit war die Herstellung und Untersuchung von Halbleiterheterostrukturen und Laserbauelementen auf der Basis des neuartigen Materialsystems (GaIn)(NAs). Die Proben wurden mittels Metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE) unter Verwendung der Quellen Tertiärbuthylarsin (TBAs), 1,1-Dimethylhydrazin (UDMHy), Triethylgallium (TEGa) und Trimethylindium (TMIn) bei Wachstumstemperaturen von 525°C und einem Reaktordruck von $50mbar$ hergestellt. Als Substrat wurde exakt orientiertes (100)-GaAs benutzt. Es handelt sich bei (GaIn)(NAs) um ein metastabiles Materialsystem, bei dem komplexe Wechselbeziehungen zwischen den Wachstumsparametern bestehen. Die Proben wurden mit zahlreichen experimentellen Methoden analysiert, von denen einige im Rahmen dieser Arbeit neu geschaffen wurden. Die Arbeit weist zwei Schwerpunkte auf: Zum einen wurde die Struktur und die Strukturentwicklung von (GaIn)(NAs)-Heterostrukturen untersucht. Das Interesse lag dabei besonders auf der Gestalt von inneren, d.h. im Kristall eingebetteten Heterogrenzflächen und deren Einfluss auf die elektronischen Probeneigenschaften. Zum anderen wurden aufgrund der technologischen Relevanz Laserbauelemente auf (GaIn)(NAs)-Basis hergestellt und analysiert, die in der Nähe von 1300nm emittieren.

Für die strukturellen Untersuchungen von inneren Halbleitergrenzflächen wurde eine neuartige Methode entwickelt. Durch die Kombination von höchstselektiven Ätzen und nachfolgender Rasterkraftmikroskopie ermöglicht sie die Beobachtung von dynamischen Strukturbildungsvorgängen auf inneren Grenzflächen mit einer Zeitauflösung von einer Sekunde bei subatomarer Höhenauflösung und einer lateralen Auflösung von ca. 20nm. Die Funktionsweise und die Funktionstüchtigkeit des Verfahrens wurden ausführlich für die Materialsysteme AlAs/GaAs, AlAs/(GaIn)As, AlAs/Ga(NAs) und AlAs/(GaIn)(NAs) demonstriert.

Mit Hilfe dieser Methode wurden systematische Untersuchungen der Strukturbildung von inneren Grenzflächen der Basismaterialien GaAs und (GaIn)As sowie der neuartigen Materialien Ga(NAs) und (GaIn)(NAs) durchgeführt. Diese Untersuchungen haben zu einem erweiterten Verständnis der Tieftemperaturab-

scheidung geführt. Die Materialien GaAs, (GaIn)As und Ga(NAs) weisen bei optimierten Abscheidebedingungen ein typisches zweidimensionales Wachstum auf. Dies führt zu Grenzflächen, die eine Höhenmodulation von nur wenigen Monolagen aufweisen. Sowohl das V/III-Verhältniss als auch die Wachstumsgeschwindigkeit haben einen erheblichen Einfluss auf die GF-Güte. Allgemein gilt, dass bei einer Wachstumstemperatur von $525°C$ das Parameterfenster zur Herstellung hochwertiger Proben kleiner ist als bei den üblichen Abscheidetemperaturen von ca. $625°C$. Führt man auf Grenzflächen von GaAs, (GaIn)As oder Ga(NAs) Wachstumsunterbrechungen durch, findet man ein Ausglätten der Strukturen. Es entstehen geschlossene Terrassen, die nur eine Monolage hoch sind. Die Dynamik des Ausglättens ist dabei eine Funktion des Materials, der Reaktortemperatur und des TBAs-Stabilisierungs-Partialdrucks. Für GaAs wurde die Dynamik des Ausglättens quantitativ untersucht und ein Potenzgesetz gefunden ($d = C \cdot t^{\gamma}$), dass (bei $525°C$ und $625°C$) die zeitliche Strukturentwicklung über zwei Größenordnungen beschreibt. Durch Erhöhen der Temperatur kann man den Vorgang des Ausglättens beschleunigen. Führt man auf auf GaAs in Wachstumsunterbrechungen einen moderaten Aufheiz-Abkühl-Zyklus durch, kann man relativ schnell ideal ausgeglättete Grenzflächen erhalten. Ein analoges Experiment mit (GaIn)As führt dagegen überraschender Weise zu einer neuartigen Strukturbildung, die über die Formation von Gräben eine deutlich vergrößerte Höhenmodulation der Grenzfläche zur Folge hat.

Bei Temperaturen oberhalb von $550°C$ beobachtet man auf inneren (Ga(In))As-Grenzflächen eine zusätzliche mesoskopische Inselstruktur, deren Auftreten unabhängig von der Wachstumsunterbrechungszeit, aber stark abhängig von der Wachstumstemperatur ist. Diese Struktur findet man sowohl auf GaAs-Proben, die mittels MOVPE hergestellt wurden als auch auf entsprechenden MBE-Proben. Neben Gemeinsamkeiten wurden auch charakteristische Unterschiede für das Auftreten der mesoskopischen Inselchen zwischen den unterschiedlichen Wachstumsverfahren festgestellt.

Im (GaIn)(NAs)-Materialsystem wurde vorwiegend eine Materialzusammensetzung untersucht, die für Laseranwendungen relevant ist. Es wurden strukturell hochwertige, hochverspannte Quantenfilme mit einer Indiumkonzentration von etwa 30% und einer Stickstoffkonzentration von bis zu 3% analysiert. Die Grenzflächenstrukturen und vor allem die Strukturentwicklung von (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen unterscheiden sich wesentlich von denen der vorher beschriebenen Materialien. Statt Monolagenterrassen findet man eine zweidimensionale Inselstruktur, die aus mehrere Monolagen hohen Inseln aufgebaut ist. In Wachstumsunterbrechungen (nur unter Arsenstabilisierung) vergrößert sich die mittlere Höhe der Inseln, d.h. die Grenzflächen rauhen auf. Die Aufrauhung verläuft für längere Wachstumsunterbrechungszeiten nun nicht kontinuierlich, sondern nach einer definierten, von der Quantenfilmdicke abhängigen Unterbrechungszeit findet man einen nichtstetigen Strukturwandel (Phasenübergang). Es bildet sich in wenigen, zusätzlichen Sekunden Wachstumsunterbrechung eine Graben- und

Plattenstruktur mit typischen Grabentiefen von der Größe der Quantenfilmdicke aus. Es handelt sich dabei *nicht* um eine Phasen*separation*, die die einkristalline Ordnung zerstört, sondern die kubische, einkristalline Symmetrie bleibt erhalten. Dieser Phasenübergang, der die elektronischen Eigenschaften der Proben maßgeblich beeinflusst, kann durch eine zusätzliche Stabilisierung mit UDMHy verlangsamt oder sogar unterdrückt werden. Die beobachtete Strukturbildung ist vermutlich ein Oberflächenprozess, der durch lateral inhomogene Verspannungsfelder in (GaIn)(NAs) ausgelöst wird. Das Zusammenspiel der unterschiedlichen Adatome (N, As, In, Ga bzw. deren tatsächliche, auf der MOVPE-Wachstumsoberfläche vorliegenden Spezies) und der Verspannungsfelder ist bislang noch nicht vollständig geklärt und Gegenstand aktueller Forschung.

Die lateral inhomogenen Verspannungsfelder, die je nach den eingesetzten Wachstumsparametern im (GaIn)(NAs)-Material in unterschiedlicher Ausprägung auftreten können, bewirken in Heterostrukturen zusätzlich eine Änderung des Wachstumsmodus von GaAs oder Ga(NAs), das auf (GaIn)(NAs)-Quantenfilmen abgeschieden wird. Man beobachtet einen Übergang von dem üblichen Monolagenterrassenwachstum hin zu einem Insel-auf-Insel-Wachstum, das zu einer sich aufschaukelnden Rauhigkeit der Proben führt. Inhomogene Verspannungsfelder in (GaIn)(NAs) haben also negative Auswirkungen auf die epitaktische Abscheidung dicker Schichten, z.B. von VCSELn. Anderseits kann man die Wachstumscharakteristik von GaAs als Monitor für inhomogene Verspannungsfelder in Heterostrukturen einsetzen und über die Untersuchung der Barrierenstruktur Aussagen über Verspannungseigenschaften von (GaIn)(NAs) gewinnen. Die beschriebenen Effekte treten nur bei Proben auf, die gleichzeitig Indium und Stickstoff enthalten. (Makroskopisch) gleichverspannte (GaIn)As-Schichten zeigen die Phänomene nicht.

Der andere Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Herstellung, der Vermessung und der Optimierung von (GaIn)(NAs)-Laserdioden. Dazu wurden zunächst die technologischen Voraussetzungen in Form der Breitstreifenlaser-Prozessierung und der Breitstreifenlaser-Vermessung geschaffen: Breitstreifenlaser sind die am einfachsten herstellbaren Laserdioden. Der Rückseiten-(n-)Kontakt des Laserchips besteht aus einer flächigen Metallisierung, die durch Aufdampfen von Au-Ge/Ni/Au erzeugt wird. Der Vorderseitenkontakt (p-Kontakt) wird durch eine Streifenmaske gleich strukturiert auf den Laserchip aufgedampft (Cr/Au). Die Streifen weisen eine Breite von 50μm oder 100μm auf. Nach dem Einlegieren und Ätzen der Stromverteilungsschicht bricht man Laserbarren unterschiedlicher Längen. Die Bruchfacetten bilden den Laser-Resonator, der eine ausreichende Reflektivität von 0,33 aufweist.

Im Allgemeinen wurden Streifenlaser mit 800μm Länge und 100μm Breite verwendet. Der differentielle Widerstand solcher Laserdioden betrug etwa $0,3\Omega$ und die Einsatzspannung lag nur wenig über der korrespondierenden Lichtenergie. Die reproduzierbare Herstellung hochwertiger Laserbarren wurde etabliert und in der Arbeit ausführlich beschrieben.

Zur Vermessung der elektrischen und optischen Eigenschaften von Breitstreifenlasern wurde ein computergesteuerter, gepulster Messplatz entwickelt und aufgebaut. Der Messplatz erlaubt die zerstörungsfreie Kontaktierung und Anregung von Breitstreifenlasern bei Zimmertemperatur bis maximal vier Ampere. Die Pulslängen sind im Bereich zwischen 100ns und 438ns frei einstellbar, die Pulsabstände von 8μs bis zu 2039μs. Die Lichtleistung kann über fünf Größenordnungen bis maximal 2W (Pulsleistung) gemessen werden. Der Messplatz ermöglicht aufgrund seiner Leistungsfähigkeit die Untersuchung auch nicht so guter Laserdioden und erweitert damit den nutzbaren Informationsbereich.

Um die Eigenschaften von (GaIn)(NAs)-Lasern verstehen zu lernen und zu optimieren, wurden zahlreiche Bauelemente abgeschieden, prozessiert und vermessen. Es wurden zunächst allgemeine Breitstreifenlasereigenschaften an (GaIn)As-Lasern betrachtet, um Bezugswerte zum Vergleich mit neuartigen (GaIn)(NAs)-Laserdioden und zur Literatur zur Verfügung zu haben. Dazu wurden die laterale und transversale Emissionscharakteristik bestimmt und hochaufgelöste longitudinale Modenspektren aufgenommen. Aus der Analyse von LIV-Kennlinien wurden Standardparameter wie die Schwellstromdichte, die differentielle Effizienz η_D, T_0-Werte sowie die interne Effizienz η_i und die optischen Verluste α_i entnommen. Für (GaIn)As-Breitstreifenlaser wurden Schwellstromdichten bis hinab zu 110mA/cm^2 und differentielle Effizienzen von 0,66 sowie gute T_0-Werte von 160K gemessen.

Der Ausgangspunkt der Weiterentwicklung für (GaIn)(NAs)-Laserdioden war ein Material mit $x_{In} = 30\%$ und $y_N = 1\%...2\%$, das bei 525°C mit einer Wachstumsgeschwindigkeit von $v_{gr} = 0,035nm/s$ und einem UDMHy-Partialdruck von $1mbar$ abgeschieden wurde. Damit konnte ein Breitstreifenlaser realisiert werden, der über eine Schwellstromdichte von $0,8k\,\mathrm{A}/cm^2$ und eine Steilheit von $0,16W/\,\mathrm{A}$ verfügte. Zu seiner Herstellungszeit waren das Bestwerte. Ebenso gelang es, einen elektrisch gepumpten VCSEL zu verwirklichen, der aufgrund einer erheblichen Verstimmung der Cavity-Resonanz gegen das Emissionsmaximum des aktiven Materials allerdings nur bei tiefen Temperaturen bis maximal $240K$ Lasertätigkeit zeigte und noch nicht über einen optimierten Probenaufbau verfügte.

Es hat sich herausgestellt, dass man nur dann (GaIn)(NAs)-Laser mit akzeptablen Schwellstromdichten abscheiden kann, wenn das Wachstum der aluminiumhaltigen Mantelschichten und der stickstoffhaltigen aktiven Region in zwei verschiedenen Epitaxie-Anlagen stattfindet. Selbst wenn die stickstoffhaltige Schicht nicht direkt auf der aluminiumhaltigen aufgewachsen wird, findet man mittels SIMS eine Al-Kontaminiation in dem aktiven Bereich, die die Schwellstromdichte drastisch erhöht.

Von den oben genannten Material- und Designparametern ausgehend wurden zahlreiche Wachstumsparameter (V/V-Verhältnis, V/III-Verhältnis, Indiumgehalt, Stickstoffgehalt, Wachstumsgeschwindigkeit, Anzahl der Quantenfilme, Dicke der SCH-Schicht, Barrierenmaterial usw.) variiert. Die Analyse der Resultate hat ergeben, dass die Schwellstromdichte der Laserdioden stark korreliert

ist mit dem Kohlenstoffgehalt im aktiven Material. Der Zusammenhang ist über mehr als zwei Größenordnungen gültig. Die physikalische Ursache, die die Erhöhung der Schwellstromdichte mit zunehmendem Kohlenstoffgehalt verursacht, ist noch unklar. Der Einbau von Kohlenstoff als Akzeptor in Konzentrationen von 10^{16} bis 10^{18} sollte nach den Erfahrungen mit anderen Lasermaterialien sich nicht so drastisch auf die Schwellstromdichte auswirken. Als Kohlenstoffquelle kommt in (GaIn)(NAs), das mittels MOVPE hergestellt wird, wahrscheinliche das UDMHy-Molekül in Frage. Daher könnte man über einen Kohlenstoff-Stickstoff-Komplex spekulieren, der als nichtstrahlender Defekt wirkt. Die Laserdaten zeigen einen groben Trend auf, nach dem die Wachstumsbedienungen, die zu einem erhöhten Stickstoffeinbau in den Proben führen auch einen erhöhten Kohlenstoffeinbau zur Folge haben. Es gibt nach den neuesten Untersuchungen von Volz allerdings Anzeichen, nach denen man geeignete Wachstumsbedingungen finden kann, die den gegenteiligen Effekt zeigen.

In der Literatur wird mittlerweile sowohl von MBE- als auch MOVPE-Lasern berichtet, die über niedrige Schwellstromdichten im Bereich von unter 400 A/cm^2 (z.B. [150], [147], [174], [151]) verfügen. Die niedrigen Schwellen wurden jedoch bislang nicht in Verbindung mit einem evtl. reduzierten Kohlenstoffgehalt gebracht. Die Identifikation des Kohlenstoffeinbaus als wahrscheinlich bestimmender Faktor für die Schwellstromdichte in (GaIn)(NAs)-Lasern ermöglicht die Optimierung des Materials mit wesentlich vereinfachten Mitteln. Man kann mehrere Wachstumsexperimente in einer Probe durchführen und mit SIMS-Messungen den C-Gehalt bestimmen. Gemäß dem gefundenen Zusammenhang sollte sich dann die Schwellstromdichte eines entsprechend hergestellten Lasers vorhersagen lassen. Wenn man optimale Wachstumsbedingungen für minimalen C-Einbau gefunden hat, kann man die anderen Laserparameter, wie z.B. das geeignete Barrierenmaterial oder die Laserstruktur optimieren. Ein wichtiges Ziel in der weiteren Untersuchung von (GaIn)(NAs)-Lasern ist die Identifizierung des C-Defektes und die Aufklärung des durch ihn verursachten Verlustmechanismus.

Anhang A

Technologie: Herstellung von Breitstreifenlasern

A.1 Einleitung

Wenn man sich mit der Herstellung und Untersuchung von Materialsystemen für Laseranwendungen beschäftigt, ergibt sich unweigerlich die Frage nach einfachen Kriterien, mit denen man ein gutes Material von einem weniger guten Material unterscheiden kann. Wünschenswert wären Standarduntersuchungsmethoden, die ohne großen präparativen Aufwand schnelle, aussagekräftige Informationen über die Eignung für Laseranwendungen ergeben. Für den Epitaktiker von III-V-Halbleitern bieten sich dabei die hoch auflösende Röntgenbeugung und Photolumineszenz-Untersuchungen an. Doch zeigt sich schnell, dass die strukturelle und optische Qualität von Proben nur eine notwendige[1], jedoch keine hinreichende Bedingung für gutes Lasermaterial ist. In Kaptiel 5 wurde gezeigt, dass es zum Beispiel keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen integrierter Photolumineszenz-Intensität und Schwellstromdichte gibt, obwohl gerade dieses Kriterium gerne zur Beurteilung herangezogen wird.

Die zuverlässigste Möglichkeit, ein Materialsystem auf gute Laser-Eigenschaften zu prüfen, ist die Untersuchung am Laser-Bauelement selbst. Man kann daran die wichtigsten Kenngrößen wie Schwellstromdichte, differentielle Effizienz, Temperaturabhängigkeit T_0, interne Verluste α_i, Gain usw. bestimmen. Jedoch handelt es sich hierbei nicht mehr um eine „einfache“ Methode, sondern sie setzt eine ausgereifte, reproduzierbare Prozessier- und Messtechnik voraus. Die Eigenschaften des Bauelements hängen nämlich nicht nur von den Materialparametern und der Materialqualität ab, sondern auch wesentlich vom Laser-Design und dem Herstellungsprozess. Um vergleichende Aussagen über Laser(-Materialien) machen zu können, muss man alle Schritte der Herstellung beherrschen, vom Design über

[1] Auch das gilt nur mit Einschränkungen: z.B. kann durchaus ein relaxiertes Material lasen, nicht relaxiertes jedoch nicht.

die Epitaxie, die Prozessierung bis hin zur Vermessung. Die Zuordnung möglicher Probleme des fertigen Bauelements zu den unterschiedlichen Bereichen der komplexen Laser-Herstellung ist dabei im Allgemeinen schwierig und erfordert ein erhebliches Maß an Erfahrung. Trotzdem ist dies der „Standard-Weg", der in der Regel von Arbeitsgruppen und Firmen beschritten wird, die sich mit Materialsystemen für Laser beschäftigen.

Um die „Anfälligkeit" der Untersuchungsergebnisse für Prozessfehler möglichst klein zu halten und um möglichst schnell Ergebnisse zu erhalten, nutzt man oft den am einfachsten und schnellsten herstellbaren Dioden-Laser: den Breitstreifenlaser. Bei diesem Bauelement bringt man im Wesentlichen nur elektrische Kontakte auf der Vorder- und Rückseite des Wafers an und bricht Barren mit parallelen Kanten („Facetten"), die senkrecht zu den streifenförmigen Vorderseitenkontakten liegen. Jeder Streifen auf dem Barren ist dann ein Laser, der mittels gepulster Stromquelle elektrisch gepumpt werden kann. Mit einem geeigneten Messplatz kann man dann die elektrischen, optischen und thermischen Eigenschaften des Bauelementes untersuchen.

Im Rahmen dieser Promotionsarbeit wurde in unserer Arbeitsgruppe die Möglichkeit geschaffen, Breitstreifenlaser reproduzierbar herzustellen und zu untersuchen. Thema dieses Kapitels ist nun die Darstellung des Herstellungsprozesses von Laserdioden, die Beschreibung der Prozess-Technologie sowie der bei uns verwendeten, zum Teil neu geschaffenen, Infrastruktur. Im nächsten Kapitel des Anhangs wird dann ausführlich auf die Messtechnik von Breitstreifenlasern eingegangen und der Aufbau eines Laser-Messplatzes beschrieben, der einen wesentlichen apparativen Teil der Arbeit darstellte.

A.2 Herstellung und Prozessierung von Lasern

Die technologische Realisierung eines Laserdioden-Bauelementes besteht im Wesentlichen aus drei Schritten: Zunächst wird epitaktisch die Laser-Schicht auf einem großflächigen Substrat abgeschieden. Als zweiten Schritt prozessiert man die Bauelemente, indem man die Laserschicht lateral und vertikal strukturiert. In einem dritten Schritt werden die Laser vereinzelt, kontaktiert und in ein Gehäuse eingebaut (*packaging*). Der dritte Schritt macht etwa 80% des Endpreises eine Laserbauelementes aus [122], was in der Industrie eine permanente Qualitätsüberwachung der einzelnen Produktionsschritte *vor* dem *Packaging* notwendig macht. In unserer Arbeitsgruppe führen wir nur die ersten beiden Schritte durch. Für das Funktionieren von Lasern ist die Einschränkung der Ladungsträger auf einen kleinen Volumenbereich wichtig (*carrier confinement*). Neben dem vertikalen *Confinement* der Ladungsträger durch die Doppel-Hetero-Struktur spielt aber auch das laterale Confinement, und auch die Einschränkung des optischen Lichtfeldes und des Stromes eine Rolle. Die Ansprüche an Photonen-, Strom- und Ladungsträger-Einschluss erfordern für optimale Lasereigenschaften eine dreidimensionale Struk-

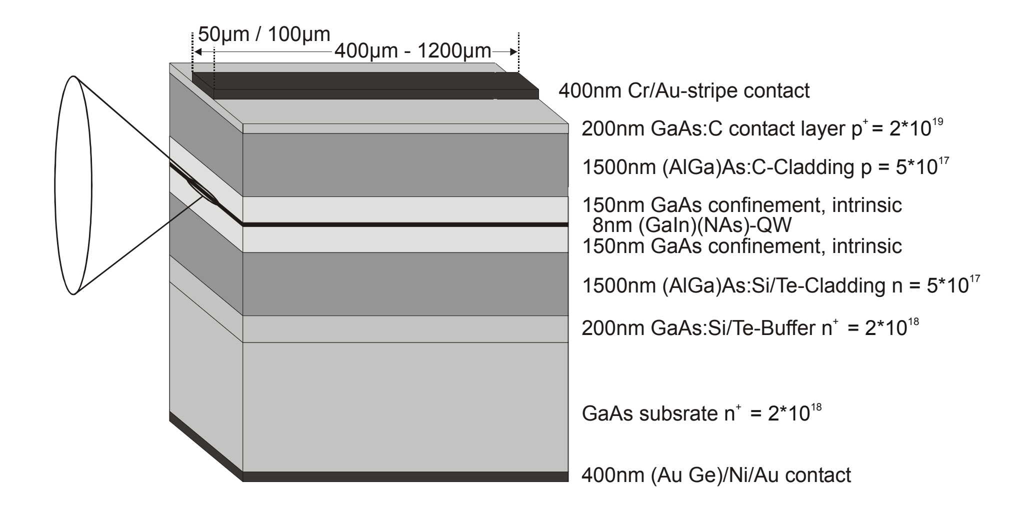


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau eines Breitstreifenlasers. Die Schichtfolge entspricht dem verwendeten SCH-Design.

turierung der Schichten. In den unterschiedlichen Prozess-Schritten werden aus der eindimensional strukturieren Laserschicht Laser-Bauelemente hergestellt. Zur Prozessierung gehören im Wesentlichen das Aufbringen von ohm'schen Kontakten, der Erzeugung eines Strom-Einschlusses und die Herstellung des optischen Resonators. Die *optimalen* Werte für I_{th} (Schwellstrom) und η_D (differentielle Effizienz) eines Diodenlasers hängen von dem verwendeten aktiven Material ab. Die realen Bauelementeigenschaften werden allerdings von der Laserstruktur und der Prozessqualität wesentlich mitbestimmt. Die Art, ob und wie man das optische Lichtfeld, die Ladungsträger und den Strom auch lateral einschränkt, bestimmt dann die notwendigen Prozessschritte und Technologien. Es gibt eine große Anzahl unterschiedlicher Lasertypen mit jeweils ganz speziellen Prozessierverfahren. Infolgedessen ist die Literatur umfangreich (z.B.: [95], [96], [97], [98]). Eine wesentliche Informationsquelle zu Prozessverfahren stellen hierbei die Patentschriften der Laser-Hersteller dar (z.B. zu finden unter Depatis.net, Deutscher Patentdienst).

Die in der Arbeitsgruppe zur Verfügung stehenden und benutzten Techniken werden im Folgenden am Beispiel von kantenemittierenden Breitstreifen-Lasern aufgezeigt. In *Abbildung* A.1 ist der schematische Aufbau eines Breitstreifenlasers gezeigt. Es handelt sich hierbei um den einfachsten Dioden-Laseraufbau, mit dem man bereits viele interessierende Lasereigenschaften erhalten kann. Dieses Bauelement wird daher gerne als einfach zugängliches „Testvehikel" benutzt. Um das Bauelement aus einer Epitaxieschicht herstellen zu können, muss man folgende Technologietypen beherrschen:

- Dünnen des Substrates: Schleifen, (Polieren, Ätzen),
- laterale Strukturierung der Waferoberfläche: Lithographie,

- Herstellung der Kontakte: Metallisierungen,
- vertikale Strukturierung in die Tiefe des Wafers: Ätztechniken,
- Herstellen des Resonators: Spalten, (Polieren, Ver- bzw. Entspiegeln).

A.3 Herstellung von Breitstreifenlasern

Die Prozessierung von Breitstreifenlasern lässt sich in sieben Teilschritte zerlegen und benötigt bis zu drei Arbeitstagen. Sie ist vom Aufwand her noch „nebenbei“ durchführbar, ohne das eigentliche Ziel, die Materialentwicklung, aus den Augen zu verlieren. Die eigene Prozesstechnologie hat sich als notwendig erwiesen, um eine Rückkopplung mit wichtigen Laser-Ergebnissen in möglichst kurzer Zeit zu erreichen. Das Prozessieren der Proben außer Haus hat sich dagegen als Standardmethode nicht bewährt. Die Herstellung komplexer aufgebauter Kantenemitter oder gar von VCSELn ist mit vertretbarem Aufwand bei uns nicht durchführbar. Für diese Projekte braucht man einen leistungsfähigen Partner mit der notwendigen Infrastruktur und Erfahrung. Die Arbeitsschritte sind:

1. Dünnen des Substrates
2. Definition der Kontaktstreifen: Lithographie oder spezielle Masken
3. Reinigen der Probe und Entfernen des Oberflächenoxides
4. Aufdampfen der Kontakte
5. Legieren der Kontakte
6. Ätzen der Stromverteilungsschicht
7. Brechen der Laserbarren
8. Aufbringen von Kontaktdrähten: *Bonden*

Man muss alle Schritte reproduzierbar beherrschen, um ein funktionierendes Bauelement zu erhalten.

A.3.1 Dünnen des Substrates

Substrate, auf denen die Laserschichten abgeschieden werden, sind etwa $500\mu m$ dick. Will man manuell Laserbarren brechen, die atomar glatte, parallele Facetten besitzen, so gelingt das reproduzierbar nur bis zu einer minimalen Barrenlänge von etwa $700\mu m$. Um kürzere Laser zu erhalten, muss man das Substrat dünnen. Dies erleichtert den Spaltvorgang deutlich, reduziert den elektrischen Widerstand des Substrates und ermöglicht vor allem eine bessere Kühlung des Bauelementes. Da typische Kantenemitter noch deutlich kleiner als Breitsteifenlaser sind, werden quasi alle Laserschichten bis auf etwa $100\mu m$ bis $200\mu m$ abgeschliffen. Bei Hochleistungslasern wird sogar zur besseren Wärmeabfuhr oft das gesamte Substrat entfernt oder die aktive Schicht „auf dem Kopf“ (*p-side-down*) auf eine externe Wärmesenke aufgebracht.

Die typische Größe der Laserchips beträgt vor dem Brechen der Barren etwa 0,7 Quadratzentimeter. Die Proben werden aus dem homogenen inneren Wafer-Bereich abgespalten und mit Heißwachs auf einen Schleifstempel aus Edelstahl aufgeklebt. Zum Heizen des massiven Stempels dient eine Heizplatte mit einem Stempelhalter aus Aluminium, der ein gleichmäßiges und schnelles Erwärmen ermöglicht. Um (Mikro-)Kratzer auf der empfindlichen Schichtseite des Lasers zu vermeiden, darf der Laserchip nicht direkt auf dem Stempel aufliegen. Die Kratzer können von kleinen Metall-Graten auf der Stempeloberfläche verursacht werden. Zum Schutz legt man ein Stück Linsenpapier zwischen Stempel und Probe oder klebt die Probe auf runde, extrem glatte (Mikroskopie-) Deckgläschen und diese dann auf den Stempel auf. Auf eine plane Probenauflage muss geachtet werden. Der Stempel wird zum Schleifen in eine Stempelführung eingesetzt, die eine leichte vertikale Bewegung und freie Drehung des Stempels zulässt aber dessen senkrechte Ausrichtung strikt erzwingt. Damit wird ein paralleles Abschleifen des Substrates ermöglicht. Die Stempelführung ist gegen Abnutzung auf der unteren Seite mit Saphir-Scheiben versehen (*Abbildung* A.2). Bevor mit dem manuellen Schleifen auf nassem Korundpapier begonnen wird, muss man mittels einer Messuhr die Probendicke auf etwa $10\mu m$ genau bestimmen, weil die Substratdicken um bis zu $\pm 50\mu m$ variieren können. Auch während des Schleifens muss man häufig die Schichtdicken kontrollieren, da der Abrieb auf frischem Schleifpapier recht groß sein kann. Die Dicke des *Laserchips* sollte $150\mu m$ nicht unterschreiten, zum einen, weil die dünnen GaAs-Proben zunehmend zerbrechlicher werden und zum anderen, weil man durch das Schleifen Defekte induziert, die in die aktive Region wandern und die ursprünglichen Eigenschaften der Schicht zerstören können. Das manuelle Schleifen hat sich gegenüber der Verwendung einer (ebenfalls zugänglichen) automatischen Schleifmaschine als bessere Alternative erwiesen, da es bei geringer Stückzahl schneller und präziser funktioniert. Die Methode funktioniert so gut, dass sie auch zur Präparation von TEM-Proben eingesetzt wird, wobei Proben (mit anderen Schleifscheiben natürlich) bis auf $30\mu m$ hinunter zuverlässig gedünnt und poliert werden können. Zum Ablösen der gedünnten Schicht

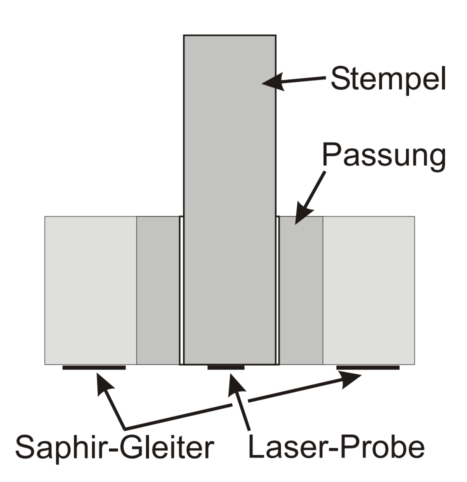


Abbildung A.2: Schleifwerkzeug zum Dünnen der *Laserchips*.

erwärmt man den Stempel wieder und reinigt anschließend die Probe sorgfältig mehrfach mit heißem Aceton (Selektipur). Bereits ein wenige Nanometer dünner Schmutzfilm, der auf der Probe zurückbliebe, würde das Aufbringen eines ohm'schen Kontaktes verhindern.

Beim Abschleifen des Substrates entstehen hochgiftige GaAs-Partikel, die mit Wasser gebunden werden. Man muss Schutzkleidung tragen und die Tätigkeit unter einem Abzug durchführen. Die GaAs-Schlämme werden anschließend als Sondermüll entsorgt.

Bei dem Stempel und der Stempelführung handelt es sich um eine Mikrometer-Passung, die in der Werkstatt des Fachbereiches Geologie für unsere Zwecke modifiziert wurde.

Neben dem mechanischen Verfahren gibt es noch chemische Alternativen, um ein Substrat zu dünnen[2] oder vollständig zu entfernen. Nasschemische Verfahren haben den Vorteil, wesentlich schonender für die Proben zu sein, da sie keine Defekte in den Proben hervorrufen [95]. Für die vollständige Substratentfernung sind sie unverzichtbar. Man benötigt dazu allerdings ein System von Ätzstopschicht und selektiver Ätze. Für das (partielle) Dünnen von Substraten sind chemische Verfahren allerdings nur dann gut geeignet, wenn die Proben nicht sehr eben sein müssen. Aufgrund lokal unterschiedlicher Ätzraten werden die angegriffenen Halbleiterflächen immer etwas wellig, was für das Spalten und das Kontaktieren von Laserbarren nicht akzeptabel ist.

Die meisten der im Rahmen dieser Arbeit prozessierten Laserdioden wurden trotz der besprochenen Vorteile nicht gedünnt. Dies lag vornehmlich daran, dass teilweise Probleme mit der Haftung der Metallkontakte auf dem Halbleiter auftraten. Um eine Verschmutzungen der Proben durch den zusätzlichen Prozessschritt

[2]Z.B. chemomechanisches Substratdünnen: (10% Brom in Methanol auf Pergamentpapier) [99].

auszuschließen, wurde auf das Dünnen verzichtet. Tatsächlich lag die Ursache für die unbefriedigende Kontaktqualität in den Aufdampfanlagen begründet und konnte erst in der letzten Phase der Arbeit reproduzierbar gelöst werden.

Es gibt aber auch physikalische Gründe, die gegen ein mechanisches Dünnen der Proben sprechen: Die untersuchten Laser besitzen zum Teil Quantenfilme, die bis über 4% verspannt sind. Wie solch hochverspannte Schichten, insbesondere aus dem neuartigen Material (GaIn)(NAs), auf das raue mechanische Abschleifen reagieren, ist a priori nicht klar. (GaIn)(NAs) besitzt andere mechanische Eigenschaften als (Ga(In))As [104]. Beim Spalten von Laserbarren, die hochverspannte (GaIn)(NAs)-Schichten enthalten, entstehen oft entlang der Quantenfilme Bruchstufen auf der Facette, die man bei konventionellen Materialsystemen in der Regel nicht findet. Solche Stufen können die Resonator-Eigenschaften der Laser verschlechtern und führen unter Umständen zu fehlerhaften Messwerten. Diese Stufen sind mit dem bloßen Auge nicht und mit einem optischen Mikroskop nur schwer zu entdecken. Mit dem Rasterelektronenmikroskop kann man sie dagegen gut erkennen. Die Überprüfung jeder Laserfacette mit dem REM ist allerdings zu aufwändig. Es hat sich gezeigt, dass diese Bruchkanten bevorzugt bei gedünnten Substraten auftreten. Die im Allgemeinen bessere Qualität der Facetten bei ungedünnten Substraten könnte evtl. daran liegen, dass die dicke Substratschicht beim Brechen eine saubere Bruchkante der dünnen Epitaxie-Schicht erzwingt.

Um die Frage zu klären, welchen Einfluss das Dünnen der Substrate bei (GaIn)(NAs)-Lasern auf die Bauelementeigenschaften hat, wurden aus mehreren Epitaxieschichten sowohl bei Infineon Technologies als auch bei uns Laserbarren prozessiert und vermessen. Die bei Infineon prozessierten Laser wurden standardgemäß gedünnt, unsere nicht. Es ergaben sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den Laserdaten, die über das übliche Maß der (nicht unerheblichen) Streuung der Laserdaten hinausgingen. Nach dem Lösen der Probleme mit der Kontakthaftung sollte deshalb in der nächsten Ausbaustufe der Bauelementprozessierung das standardgemäße Dünnen der Substrate eingeführt werden.

A.3.2 Definition der Kontaktstreifen

Bei einem Breitstreifenlaser besteht der Oberseitenkontakt, der meist der p-Kontakt der Diode ist, aus einem ohm'schen Kontaktstreifen, der $50\mu m$ bzw. $100\mu m$ breit ist. Je schmaler der Kontakt ist, desto größer sind die relativen Stromverluste durch laterale Diffusion von dem Streifen weg in das ungepumpte Material. Streifenlaser besitzen keine laterale Strom- bzw. Ladungsträger-Einschränkung, die diesen (effizienten) Verlustprozess verhindert. Bei Breitstreifenlasern wird dieses Problem durch die für Laser ungewöhnlich breiten Kontaktstreifen minimiert. Um die Metallisierung streifenförmig ausführen zu können, benötigt man eine Methode, um die Halbleiteroberfläche strukturieren zu können. Dazu kann man lithographische Methoden verwenden oder eine besondere Aufdampfmaske. Der Rückseitenkontakt der Laser (meist der n-Kontakt) ist flä-

chig ausgelegt und erfordert keine Strukturierung.

A.3.2.1 Lithographie

Um Breitstreifenlaser mittes konventioneller UV-Lithographie herzustellen, sind folgende Arbeitsschritte erforderlich:

- Sorgfältiges Reinigen der Probe („Standard-Chip-Clean“ siehe weiter unten),
- Trocknen der Probe (1h Ausheizen bei 200°C),
- Belacken durch Aufschleudern (*spincoating*) des Positiv-Photolacks (Allresist: AR-P 351(3510)),
- Aushärten des Lacks (*softbake*: 40min bei 90°C),
- Einbau in einen Maskenbelichter, Aufbringen und Justieren der Kontaktmaske,
- Belichten des Photolacks mittels UV-Licht,
- nasschemisches Entwickeln (Allresist: AR 300-35) und Abspülen mit H_2O. Bei einem Positvlack bleiben die unbelichteten Bereiche nach der Entwicklung als erhabene Stege zurück.
- Entfernen der Oberflächenoxide auf der Halbleiteroberfläche (siehe unten)
- und sofortiges Einbauen der strukturierten Probe in die Aufdampfanlage zur Metallisierung.
- Nach dem Aufdampfen einer (unstrukturierten, flächigen) Metallschicht folgt noch der Abhebeprozess (*lift-off*-Prozess), in dem die Photolackstege samt des darauf deponierten Metalls in Aceton unter Ultraschallbehandlung abgehoben werden. Dies ist der kritischste Schritt, da sich die Metallisierung auf dem Photolack nur dann abheben kann, wenn die Photolackkanten unterschnitten waren und sich über der Probe keine *zusammenhängende* Metallschicht ausgebildet hat.

Für die Durchführung von lithographische Prozessierungen steht in der Arbeitsgruppe ein Lithographielabor zur Verfügung, welches staubarm, sauber und ohne Tageslicht ist. Die chemischen Arbeiten werden unter *laminar-flow*-Bedingungen durchgeführt. Zur Beschichtung mit Photolack gibt es den *Spin-coater* Convac St146 und 1001 S , zum Trocknen und Aushärten des Photolacks einen Trockenofen und zum Belichten den Maskenbelichter Karl Suss MJB3 für Kontaktlithographie. Die Reinigungsschritte sowie das Entwickeln des Lacks werden

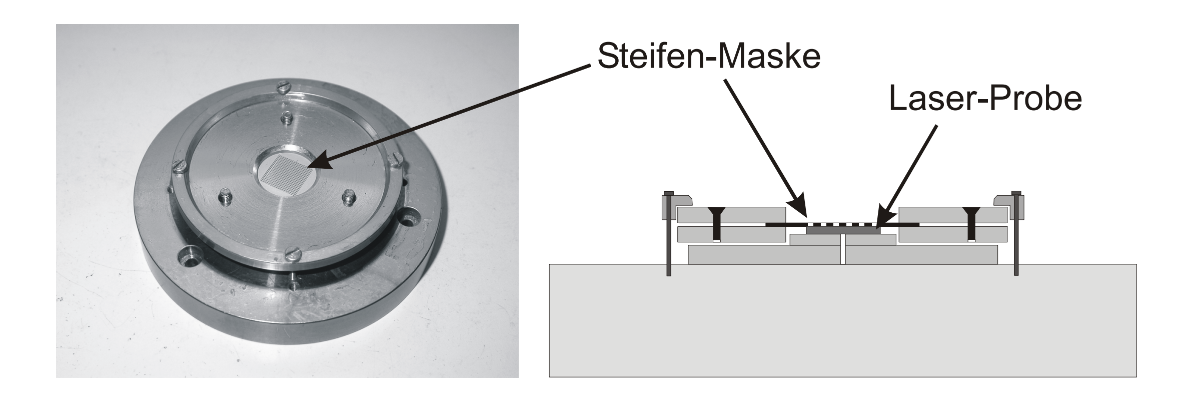


Abbildung A.3: Makenhalter und Streifenmaske zum direkten Aufdampfen von Metallstreifen auf dem *Laserchip*.

in konventionellen, gut gereinigten Bechergläsern mit höchstreinen Chemikalien durchgeführt. Man ist mit diesem Aufbau in der Lage, Strukturgrößen von unter $1\mu m$ zu realisieren. Für das erfolgreiche Durchführen lithographischer Halbleiterstrukturierungen ist die Kenntnis und das genaue Einhalten der Prozessparameter notwendig (z.B. Temperatur, Luftfeuchtigkeit, *spin-coating*-Parameter, Belichtungs- und Entwicklungszeiten, ...) [97], [95].

Die beschriebene Photolithographie ist relativ zeitaufwendig und fehleranfällig, wenn man sie nicht regelmäßig betreibt. Für die Herstellung von Breitstreifenlasern ist sie aufgrund der dabei benötigten sehr großen und einfachen Strukturen auch nicht notwendig. Man kann zur Definition der Kontaktstreifen spezielle Maskenfolien benutzen, durch die man direkt, ohne Lithographie-Schritt, die Metall-Streifen auf die Halbleiteroberfläche aufdampfen kann. In *Abbildung* A.3 ist die Maske mit dem Maskenhalter und der Probenauflage dargestellt. Es handelt sich um eine galvanoplastische Hartnickelmaske mit Insert, die von der Firma *Koenen Siebdrucktechnik* hergestellt und von Infineon Technologies zur Verfügung gestellt wurde. Die Maskenfolie ist etwa $30\mu m$ dick, hat $23mm$ Durchmesser und der Streifenbereich ist $1cm^2$ groß. Die Kontaktstreifen werden durch $200\mu m$ breite und $1cm$ lange Folienstege definiert, die abwechselnd durch $100\mu m$ bzw. $50\mu m$ breite Zwischenräume von einander separiert sind. Die Halbleiterprobe wird direkt auf die Maske in den Maskenhalter gelegt, justiert, fixiert und durch die Freiräume der Maske bedampft. Die Maske ist vielfach verwendbar.

Bei einem Kantenemitter, dessen Resonator durch die {110}-Spaltflächen des kubischen Einkristalls mit einer Reflektivität von etwa 30% gebildet wird, müssen die Kontaktstreifen senkrecht zu den Spaltkanten ausgerichtet sein. Je schmaler die Streifen sind, desto präziser muss die Maske bezügliche der Spaltkanten ausgerichtet werden, damit das gepumpte Gewinn-Gebiet möglichst gut mit dem optischen Feld überlappt. Die Justage ist bei einem Breitstreifenlaser relativ unkritisch. Sie wird mit dem drehbaren Maskenhalter unter einem Mikroskop mit

Fadenkreuz durchgeführt. Die Probenauflage ist dabei so konstruiert, dass der *Laserchip* mit Vakuum solange fixiert werden kann, bis die Justage abgeschossen ist. Anschließend wird der Maskenhalter auf einem Probenhalter verschraubt, um ein Verrutschen der Probe zu verhindern. Damit die Halbleiteroberfläche nicht oxidiert, sollte die Probe möglichst zügig in die Aufdampfanlage eingebaut werden.

A.3.3 Reinigen der Probe und Entfernung des Oberflächenoxides

Vor jeder Strukturierung, sei es mit Aufdampfmaske oder durch Photolithographie, ist eine gründliche Reinigung der Probe notwendig. Hat man den Laserchip gedünnt, so muss die Probe mit heißem Aceton und mit einem Wattestäbchen gründlich abgerieben werden. Ausschließliches Baden in dem Lösungsmittel hat sich als nicht ausreichend erwiesen. Ungedünnte bzw. vorgereinigte Proben werden nach folgendem Standardreinigungsverfahren behandelt:

- 10 Minuten Kochen in Aceton,
- 5 min Kochen in destilliertem Wasser,
- 5 bis 10 min Kochen in Aceton,
- 5 min Kochen in destilliertem Wasser,
- 5 bis 10 min Kochen in Isopropanol,
- 10 min Kochen in destilliertem Wasser.

Dabei werden Lösungsmittel unterschiedlicher Polarität eingesetzt, die ein möglichst breites Spektrum von Verschmutzungen von der Probenoberfläche entfernen sollen (hydrophile und hydrophobe Anteile).

Unmittelbar vor dem Einbau der Probe in die Aufdampfanlage (bzw. vor dem Einsetzen der Probe in die Aufdampfmaske) muss noch die Oxidschicht, die jede GaAs-Oberfläche hat, die mit Luft in Berührung gekommen ist, entfernt bzw. angelöst werden. Dazu wird die Probe für eine Minute in heiße Ammoniaklösung (28%) getaucht und anschließend mit Stickstoff trockengeblasen[3].

[3] AFM-Untersuchungen an GaAs-Oberflächen, die in NH_3 gekocht wurden, haben ergeben, dass die genannten Behandlungszeiten und Konzentrationen nicht ausreichen, um das Oberflächenoxid ($d \approx 2nm$) zu entfernen. Es sind deutlich längere Expositionszeiten notwendig, um eine signifikante Änderung der Oberflächenstrukturen mit dem AFM zu erkennen.

A.3.4 Aufdampfen der Kontakte

Zum Aufbringen der Metallisierungen stehen zwei Aufdampfanlagen Auto 306 Vacuum Coater der Firma BOC Edwards [103] mit Schichtdickenmonitor (FTM6) zur Verfügung. Die Metalle (mit relativ hohem Dampfdruck) werden widerstandsbeheizt thermisch verdampft. Die Anlagen ermöglichen die Metallisierung von Substraten bis zu $20cm$ Durchmesser und besitzen je ein Karussell zum Wechseln von vier Verdampfungsschiffchen. Die Aufdampfkammer wird durch ein Pumpensystem aus Öldiffusionspumpe und Drehschieberpumpe bis auf einen Minimaldruck von $5 \cdot 10^{-7} mbar$ evakuiert, der nach ca. ein bis zwei Stunden erreicht ist. In der einen Anlage werden die Metalle für den p-Kontakt (Cr, Au), in der anderen die Metalle für den n-Kontakt (AuGe, Ni, Au) aufgedampft. Die Trennung verhindert eine Kontamination der Anlagen mit unterschiedlichen Dotiermetallen. Die doppelte Appumpzeit, die eine Folge der Benutzung von zwei Anlagen ist, trägt aber erheblich zu der relativ langen Prozessdauer bei[4].

Ein Metall-Halbleiter-Kontakt weist eine nichtlineare UI-Kennlinie auf. Die Nichtlinearität beruht auf einer energetischen Barriere, die die Ladungsträger beim Übertritt vom Metall in den Halbleiter überwinden müssen (Schottky-Barriere). Die Höhe der Barriere hängt von der Differenz der Austrittsarbeit des Metalls und der Elektronenaffinität des Halbleiters ab. Die Breite der Verarmungsschicht, die sich im Halbleiter ausbildet, ist eine Funktion der Barrierenhöhe und der Dotierkonzentration im Halbleiter [95]. Zur Injektion von Ladungsträgern in den Halbleiter müssen die Ladungsträger diese Barriere thermisch überwinden oder durchtunneln. Um möglichst verlustarme, leitende (ohmsche) Kontakte erreichen zu können, kann die Metall-Halbleiterbarriere durch gezielte Auswahl der Metalle reduziert werden oder die Barrierendicke durch extrem hohe Dotierung des Halbleiters verkleinert werden. Die hohe Dotierung wird einerseits durch die epitaktische Abscheidung hochdotierter Kontaktschichten erreicht (p-Kontakt: GaAs:C $p \approx 2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$, n-Kontakt: GaAs:Te/Si $n \approx 2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$), andererseits durch das Einlegieren der Metallkontakte. Dadurch diffundieren die geeignet ausgewählten Metalle in den Halbleiter und erzeugen eine entartete Dotierung im Halbleiter-Randbereich und damit eine Potentialwanne, die den Potentialwall drastisch verkleinert. Für einen guten Kontakt müssen weiterhin eine gute Haftung auf der Halbleiteroberfläche sowie eine gute Leitfähigkeit des Metalls gewährleistet sein. Die Anforderungen an Dampfdruck, Austrittsarbeit, Haftung, Leitfähigkeit und Dotierung erfordern im Allgemeinen das Aufdampfen von geschichteten Metallisierungen, deren Aufbau von der Kontaktart abhängig ist.

Für den n-Kontakt auf GaAs wird folgende Metallisierung benutzt:

1. $20nm$ AuGe (Haft- und Diffusionsschicht), Aufdampfrate: $0,14nm/s$,

[4] Bei Infineon Technologies werden beide Aufdampfschritte in einer Anlage durchgeführt. Dadurch läßt sich der Zeitaufwand für die Prozessierung eines Breitstreifenlasers auf unter 6 Stunden begrenzen.

2. $20nm$ Ni (Diffusionsstopschicht: verhindert die Ge-Diffusion in die nachfolgende Gold-Schicht), Aufdampfrate: $0,30nm/s$,

3. $300nm$ bis $400nm$ Au (Leitschicht), Aufdampfrate: $0,4nm/s$.

Der p-Kontakt besteht aus:

1. $10nm$ Cr (Haftschicht), Aufdampfrate: $0,14nm/s$,

2. $> 400nm$ Au (Leitschicht), Aufdampfrate: $0,4nm/s$.

Die abgeschiedene Metallfilmdicke wird über einen Schwingquarz bestimmt, der neben der Probe in der Probenkammer angebracht ist. Mit der Belegung der Oberfläche des Schwingquarzes wird dessen Eigenfrequenz verstimmt, woraus, bei Angabe der spezifischen Masse des aufgedampften Metalls, die Schichtdicke berechnet werden kann. Üblicherweise wird für den p-Kontakt noch Zn als dotierendes Metall eingesetzt. Aufgrund der hohen Diffusivität des Zinks kann dessen Verwendung allerdings für das nachfolgende Einlegieren und für die Bauelementstabilität problematisch sein. Für den Lasern dieser Arbeit wurde auf Zink verzichtet, da die Epitaxieschichten über sehr hoch dotierte p^+-GaAs-Deckschichten verfügen.

Die p-Kontaktschicht ist bei der (üblichen) Verwendung von n+-Substraten der streifenförmig aufgebrachte Oberseitenkontakt. Aufgrund der Konstruktion der Streifenmaske und des Halters ist die Anzahl der gleichzeitig bedampfbaren Laserchips auf eine Probe beschränkt. Um über die gesamte Streifenlänge einen Laser homogen pumpen zu können, ist eine gute laterale Leitfähigkeit des Kontakt-Streifens notwendig. Deshalb muss man relativ dicke Goldschichten von über $400nm$ aufdampfen. Verwendet man dünnere Schichten kann man bei der Vermessung langer Laser (ab $1mm$) fehlerhafte Ergebnisse erhalten [105].

Die Rückseitenkontakte der Laserchips werden nicht strukturiert. Man benötigt deshalb keine spezielle Maske und kann in einem Durchlauf bis zu vier Proben gleichzeitig bedampfen. Der benutzte Probenhalter ist in *Abbildung* A.4 dargestellt. Die Proben liegen auf einem Glas-Objektträger auf, der eine sehr glatte Oberfläche besitzt. Damit wird sichergestellt, dass die empfindliche Schichtseite der Laser nicht beschädigt wird. Zudem sind Objektträger einfach zu reinigen und leicht zu ersetzen. Die Proben werden mechanisch durch Federn und durch einen Schwalbenschwanz-Steg gehalten. (Früher wurden die Proben mit Leit-C aufgeklebt, was eine zusätzliche Belastung und Verschmutzung der Proben nach sich zog.)

Für das Aufdampfen ohmscher Kontakte ist die Sauberkeit der Proben von entscheidender Bedeutung. Eine Belegung der Halbleiteroberfläche mit Oxiden oder Kohlenwasserstoffen erhöht die Barrierenbreite des Schottky-Kontaktes. Bereits bei einer Barriernbreite von nur $5nm$ tunneln Elektronen erst, wenn die

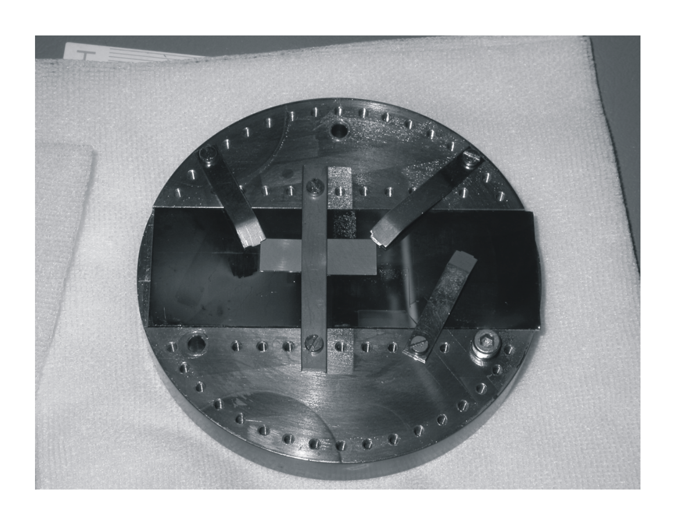


Abbildung A.4: Probenhalter zum Aufdampfen der Rückseitenkontakte. Die Auflagefläche der empfindlichen Laser-Schichtseiten besteht aus einem glatten Glasobjektträger.

Elektronenenergie nahe der Barrierenhöhe ist (i. Allg. $0,8eV$), [106]. Einen guten ohmschen Kontakt erhält man, wenn die Barrierenbreite nur etwa $1nm$ dünn ist. Bei optimal sauberen Oberflächen benötigt man dazu ein Dotierniveau im Halbleiter von über $10^{20}cm^{-3}$.

Das Aufdampfen der ohmschen Kontakte hat sich bei unseren Bauelementprozessierungen als der kritische Punkt herausgestellt. Dabei lag das Problem weniger im Reinigungsverfahren der Proben begründet als vielmehr in den Aufdampfanlagen selbst. Die Verwendung von *Öldiffusionspumpen* bereitete in den Anlagen Probleme. So kam es durch (unbemerkte) Betriebsstörungen der Anlage öfter vor, dass der Aufdampfraum und der obere Teil der Pumpe mit Öl der Diffusionspumpe kontaminiert waren. Da beim Aufdampfen der Probenraum warm wurde, lagerte sich das Öl auf den Probenoberflächen ab und verhinderte die Kontaktbildung, zum Teil sogar die Kontakthaftung. (Beim Ätzen der Stromverteilungsschicht lösten sich die Kontakte ab.) In einem solchen Fall musste der Probenraum gründlich gereinigt und die Anlage ausgeheizt werden. Ein wesentlicher Schritt zur reproduzierbaren Laserprozessierung mit sehr guten elektrischen Kontakten war das standardmäßige Ausheizen der Anlagen und jedes Metallschiffchens einen Tag vor dem Einbringen und Aufdampfen der Probe. Als zweiter kritischer Punkt hat sich eine Oxidbelegung des Chrom-Stückchens herausgestellt, mit dem die Haftschicht des p-Kontaktes aufgedampft wird. Da Chrom ein sehr unedles Metall ist, überzieht es sich (insbesondere, wenn es heiß ist,) mit einem grünen Oxidüberzug, sobald auch nur geringe Mengen Sauerstoff verfügbar sind. Dieser Oxidüberzug ist chemisch und thermisch sehr stabil und verhindert das Aufbringen eines guten Cr-Kontaktes. Vor dem Aufdampfen empfiehlt es sich

daher, das Metallstückchen mit einer Bürste oder einem Tuch kräftig abzureiben, um den mechanisch schlecht haftenden Oxidbelag weitgehend zu entfernen.

Einen Großteil der notwendigen Zeit, die zur Laserprozessierung notwendig ist, wird für die Vorbereitung der Aufdampfanlagen und das Aufdampfen selbst aufgewendet. Die Wartezeiten zwischen den einzelnen Metallisierungen, sowie das erneute Reinigen der Proben vor dem Einbau in die zweite Anlage und die nochmalige Abpumpzeit kosten etwa zwei Arbeitstage. Durch das Aufdampfen mehrerer Rückseitenkontakte auf einmal, kann die durchschnittliche Prozessierzeit für einen Laser allerdings gesenkt werden. Wollte man die Metallisierungen in *einer* Anlage durchführen, könnte man dadurch Zeit einsparen, bräuchte aber einen anderen Probenhalter, der das Drehen in der Aufdampfanlage zuließe.

A.3.5 Legieren der Kontakte

Um statt eines gleichrichtenden Schottky-Kontaktes einen ohmschen Kontakt zu bekommen, muss man im Halbleiter eine „Legierwanne" (siehe *Abbildung* A.5) durch Eindiffundieren des Kontaktmetalles erzeugen. Dies erreicht man durch thermisches Ausheizen der metallisierten Probe, dem Legieren. Benutzt man leicht diffundierende Metalle, z.B. Zn für den p-Kontakt, so muss aufgrund der dünnen Epitaxieschichten der Diffusionsbereich eingeschränkt und möglichst scharf definiert sein. Dies kann man durch sehr schnelles Aufheizen, kurze Legierzeiten und schnelles Abkühlen erreichen, dem *Rapid Thermal Annealing* (RTA). Spielt das Diffusionsprofil keine Rolle (z.B. bei Metallisierungen des Substrates) oder benutzt man keine besonders mobilen Metalle, kann man langsam aufheizen und abkühlen, sowie länger legieren. Die GaAs-basierenden Proben dieser Arbeit wurden für 10 Minuten bei $400°C$ unter Argon-Wasserstoff- Atmosphäre ausgeheizt. Dafür steht ein Röhrenofen mit Quarzrohr zur Verfügung, in dem die Probe unter strömendem Gas einlegiert wird.

A.3.6 Ätzen der Stromverteilungsschicht

Bei einem Breitstreifenlaser wird das Lichtfeld lateral Gewinn-geführt, d. h., dass sich unter dem Kontaktstreifen ein Bereich mit positivem Gewinn und (leicht) erhöhtem Brechungsindex ausbildet, in dem die optischen Moden verstärkt und dadurch geführt werden. Ein Einschluss des Stromes und der Ladungsträger ist in der Schichtebene nicht vorhanden, so dass ein Teil der Ladungsträger lateral weg diffundiert und nicht zur stimulierten Emission beiträgt. Insbesondere die hochleitfähige p^+-Stromverteilungsschicht führt zur sehr effizienten Stromaufweitung und damit zu erheblichen Verlusten, wenn sie zwischen den Kontaktstegen nicht entfernt wird. Man ätzt deshalb nach dem Einlegieren der Kontaktstreifen die Probe mit einer sauren Wasserstoffperoxidlösung (40: 1: 6; H_2O, H_2SO_4 (96%), H_2O_2 (31%), die aufgrund des sauren Milieus wenig selektiv ist

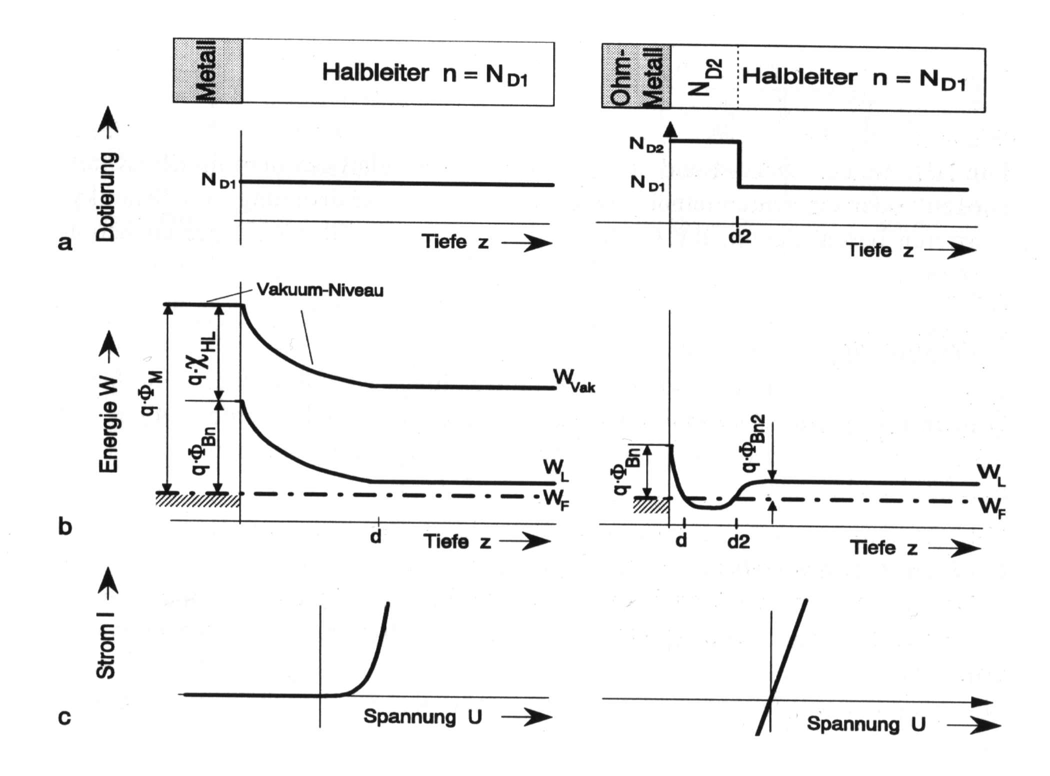


Abbildung A.5: Metall-Halbleiter-Übergang: Sperrender Schottky-Kontakt und sperrfreier ohmscher Kontakt mit Legierwanne (a) Dotierstoffverteilung (b) Bändermodell und (c) Strom-Spannungs-Kennlinie. Aus [95].

und auch ($Al_{0,3}$Ga)As angreift. Eine Beschreibung der Reaktionen der Peroxidätzte im ((Al)Ga)As-System findet sich in *Abbildung* 4.2. Die Tiefe der Gräben wird bei bekannter Ätzrate über die Ätzzeit eingestellt. Die Ätzrate hängt empfindlich vom Aluminiumgehalt ab und beträgt für die p^+-GaAs-Deckschicht etwa $40nm/s$ und für p-($Al_{0,3}$Ga)As etwa $7nm/s$. Die Ätzraten variieren recht stark ($\Delta(r_e) > 50\%$ möglich) und sollten nur als Richtwert angesehen werden. Als Ätzzeit hat sich eine Dauer zwischen $20s$ und $40s$ bewährt. Die Peroxidlösung ätzt nicht isotrop, sondern hat eine erhöhte Ätzrate in lateraler Richtung, was zur Unterätzung der Au-Kontakte von $1\mu m$ bis $3\mu m$ bei den üblichen Expositionszeiten führt. Diese Eigenschaften der Peroxidätze könnte man zur einfachen Herstellung von (wesentlich) dünneren Kontaktsteifen nutzen, indem man die selektivere basische Peroxidätze benutzt (z.B. $H_2O_2 : NH_3$, $pH = 8 - 9$) und den Aluminiumgehalt direkt unterhalb der Kontaktschicht aus Selektivitätsgründen erhöht.

Beim Entfernen der Stromverteilungsschicht muss man darauf achten, nicht zu tief in die aktive Schicht hinein zu ätzen, insbesondere nicht bis in die aktive Zone. Der Ätzvorgang erzeugt nämlich eine freie, nicht passivierte Oberfläche mit einer hohen Dichte an elektronischen Oberflächenzuständen. Diese können als nichtstrahlender Rekombinationspfad wirken und als vergleichbar effektive Ladungsträger-Senke, wie der offene, ungeätzte Halbleiter [4]. Welcher Prozess verlustreicher ist, das Ausdiffundieren der Träger in den Halbleiter oder der Rekombinationspfad über Oberflächenzustände, hängt von dem verwendeten Material ab und ist beim (GaIn)As-System in etwa gleich groß [4]. Die Oberflächenzustände können noch einen weiteren Verlustprozess bewirken. Da Oberflächenzustände in der Bandlücke liegen, wirken sie als Absorptionszentren für das Lichtfeld und erhöhen damit die Resonatorverluste. Man sollte also nicht bis in die Licht führenden Schichten ätzen. Die Entfernung der 300nm bis 400nm dicken hochdotierten Deckschichten führt bei $100\mu m$ Streifenbreite zu einer Erniedrigung der Schwellstromdichten um $5\% - 10\%$ und einer Verbesserung der Steilheiten von $10\% - 20\%$.

A.3.7 Spalten der Laserbarren

Der letzte Schritt der Laserprozessierung ist die Herstellung des Resonators. Für einfache Breitstreifenlaser bestehen die Spiegel aus {110}-Spaltflächen, die senkrecht zu den Streifen verlaufen. Aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds von GaAs ($n = 3,7$ bei $\lambda = 975nm$) zur Luft weisen die Spaltflächen eine ausreichende Reflektivität ($R = 0,33$) auf, um den Laserbetrieb zu ermöglichen. Meist werden die Spiegel nicht durch Aufbringen von zusätzlichen Ver- bzw. Entspiegelungen verändert, sondern als einfache, atomar glatte Bruchfläche belassen. Für die Bestimmung der wichtigen Laserparameter: intrinsische Effizienz η_i, innere Verluste α_i und $I_{th,\infty}$ muss man die Schwellstromdichten und differentiellen Effizienzen von gleichen Lasern bestimmen, die sich nur in ihrer Länge unterscheiden.

Dazu bricht man Barren unterschiedlicher Länge, üblicherweise zwischen $400\mu m$ und $1200\mu m$. Das Spalten solch kleiner Halbleiterproben gelingt mit einem Spaltkeil nicht mehr reproduzierbar. Für ein präzises Spalten ritzt man die Probe längs der gewünschten Bruchrichtung an. Wird die Probe über ihre gesamte Länge geritzt (auf der Rückseite, um die Schichtseite nicht zu beschädigen), so lässt sie sich genau entlang des Ritzes brechen. Da man es allerdings ohne großen Aufwand nicht schafft, den Ritz *exakt* parallel zur natürlichen Bruchkante auszurichten, haben solchermaßen gebrochene Kanten in der Regel unerwünschte Stufen längs der Facette. Wird dagegen nur ein kurzes Stück an der Probenkante angeritzt (wichtig ist, dass die Kante gebrochen ist), bricht der Kristall entlang seiner bevorzugten Kristallebene, und man kann atomar glatte Facetten erhalten. Den kurzen Ritz bringt man auf der Schichtseite an, weil die Qualität der Facette auf der Ritzseite oft besser ist. Zum eigentlichen Brechen legt man die Probe längs der Bruchrichtung mit dem Ritz exakt auf eine Glasfaser und übt von oben, z.B. mit einem ebenen Plastikstab, Druck auf die Probe aus. Es hat sich bewährt Glasfasern zu benutzen, die über einen dünnen Kunststoffschutzmantel verfügen, und nicht die puren Faser selbst. Zwar sind die „abisolierten“ Fasern dünner und eignen sich so für eine präzisere Platzierung der Drucklinie, allerdings sind sie sehr spröde und beschädigen leicht die Laserbarren. Das Brechen kurzer Barren (unter $600\mu m$ Länge, auf gedünntem Substrat) wird unter einer Stereolupe ausgeführt. Zum Auslösen des Bruches kann man einen Glasobjektträger benutzen, der mit einer nicht zu weichen, transparenten Kunststoff-Folie beklebt ist. Durch Reiben mit einem Wattestäbchen wird die Folie elektrostatisch aufgeladen und kann dadurch die Probe gut haftend aufnehmen. Durch den Objektträger und die Folie kann man dann die Probe sehen, über der Glasfaser justieren und das Spalten durchführen. Ist ein Barren abgespalten, muss man verhindern, dass die Facetten durch Zusammendrücken mit dem restlichen Probenstück beschädigt werden. Die Randstücke des Laserchips können nicht als Laserbarren verwendet werden, weil die Facetten durch das Ätzen zerstört sind. Zudem können die Kanten durch den Aufdampfprozess mit einer dünnen Metallschicht belegt sein, die den pn-Übergang kurzschließen.

Wenn man für einen Laserbarren keine exakte Länge einhalten muss, kann man den Ritz mit der Hand „ungefähr“ ausführen. Bis ca. $600\mu m$ Barrenlänge ist manuelles Ritzen mit einer Hartmetallspitze möglich. Für definierte Barrenlängen, insbesondere für kurze Laserbarren, benötigt man allerdings eine Ritzmaschine. In der feinmechanischen Werkstatt des Fachbereiches Geologie[5] wurde eine Ritzmaschine nach dem Vorbild des *Karl Suss HR100A manul scriber* entwickelt und gebaut. Es handelt sich um ein feinmechanisches Präzisionsinstrument, das in *Abbildung* A.6 zu sehen ist. Proben bis zu 4 Zoll Durchmesser können mit einer zweischneidigen Diamantspitze (Karl Süss KSM 60000171 Bisscriber) mit einer Positioniergenauigkeit von $\pm 10\mu m$ geritzt werden. Um die Probe

[5] Werkstatt von Herrn Bepperling

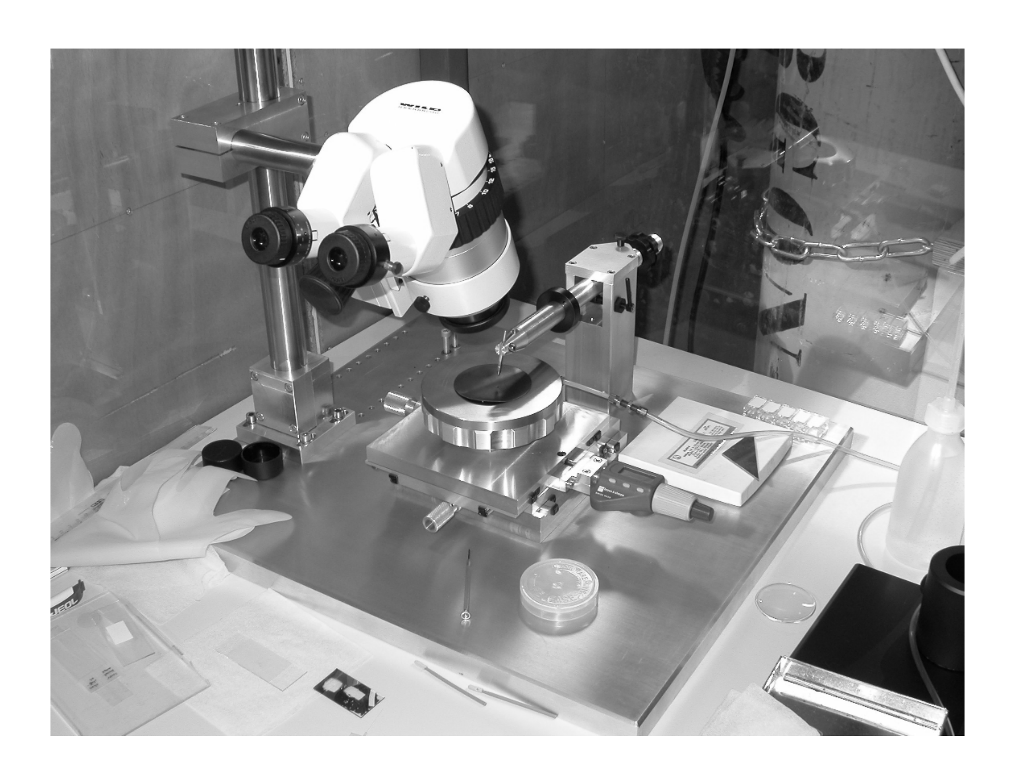


Abbildung A.6: Ritzmaschine, die das hochpräzise Aufbrinen von Bruchritzen auf Halbleitern ermöglicht.

ausrichten zu können, verfügt der Ritzer über einen xy-Verschiebetisch, auf dessen Oberseite ein messbar verstellbarer x-Lineartisch und darauf eine drehbare Probenauflage aufgebaut sind. Das Fixieren der Probe ist über Vakuum möglich. Die Diamantspitze ist an der Vorderseite eines leicht (in z-Richtung) beweglichen aber wackelfreien (in x-, y-Richtung) Auslegers angebracht. Die Spitze wird manuell über einen Exzentertrieb angehoben bzw. abgesetzt und die Auflage- bzw. Ritzkraft kann über verschiebbare Gewichtstücke präzise eingestellt werden. Den Justier- und Ritzvorgang beobachtet man mittels eines hochwertigen Stereomikroskops von Wild (heute Leica, M7), das über ein Fadenkreuz verfügt. Mit Hilfe des Ritzers gelingt es, bei gedünnten Substraten gezielt Barren ab $400\mu m$ Länge auf $\pm 10\mu m$ genau zu brechen. Die Verwendung einer Diamantspitze für sprödes GaAs hat sich als nicht ideal herausgestellt. Beim Ritzvorgang entstehen GaAs-Bruchstäube, die die Probenoberfläche verschmutzen. Benutzt man stattdessen eine runde Hartmetallspitze, entstehen weniger kontaminierende GaAs-Stäube.

Eine Ritzmaschine ist nicht nur bei der Herstellung von Laserbarren notwendig, sie ist auch für andere Zwecke nützlich. Wann immer die Untersuchung von Spaltkanten an kleinen Proben, die Abspaltung definiert langer Probenstücke oder das ortsgenaue Brechen notwendig ist, kann man den Ritzer nutzbringend einsetzten.

A.3.8 Aufbringen von Kontaktdrähten: Bonden

Die gebrochenen Laserbarren sind nach dem Brechen der Facetten vollständig prozessiert. Mit dem Lasermessplatz, der im nächsten Kapitel beschrieben wird, kann man die Laser direkt vermessen. Möchte man die Proben allerdings permanent kontaktieren, so besteht die Möglichkeit, die aufgedampften Kontakte mittels einer *Bond*maschine (*Kulicke and Soffa Industries, Inc Ultrasonic Wedge Bonder*) mit Drähten zu versehen. Damit ist z.B. die elektrische Kontaktierung für temperaturabhängige Messungen im Kryostaten des Lumineszenzaufbaus möglich. Die minimale Drahtdicke, die mit den uns zur Verfügung stehenden Bond-Spitzen zugänglich ist, beträgt $25\mu m$, die typische Drahtdicke $50\mu m$. Für den bei Infineon Technologies prozessierten elektrisch gepumpten VCSEL #12994 reichte unser *Bonder* zur Kontaktierung noch aus. Der VCSEL #13655 hatte allerdings schon so kleine Kontakte, dass eine Verdrahtung nicht mehr möglich war. Für eine Kontaktierung mittels Bonder benötigt man gut haftende Metallisierungen. Ist die Haftung aufgrund einer Verschmutzung oder wegen einer zu kleinen Metallisierungsfläche nicht ausreichend, reißen die Bonddrähte leicht den Kontakt vom Bauelement.

A.4 Abschlussbemerkung

Der Breitstreifenlaser ist aufgrund der für Laser sehr großen Strukturdimensionen einfach und fehlertolerant herstellbar. Es ist kein Lithographieschritt sowie keine Mikrometerpräzision notwendig. Man kann ihn, verglichen mit anderen optoelektronischen Bauelementen[6], mit geringem Aufwand „in Handarbeit" schnell prozessieren. Alle notwendigen Prozessschritte müssen fehlerfrei durchgeführt werden, und die notwendige Infrastruktur muss funktionstüchtig zur Verfügung stehen. In unserem Falle bereite(te)n insbesondere die Aufdampfanlagen Schwierigkeiten.

Aufgrund der großen Streifenbreite wird der prinzipielle Nachteil von Streifenlasern, der fehlende laterale Einschluss der Ladungsträger, des Stromes und des Lichtfeldes, minimiert. Die daraus resultierenden Nachteile, z.B. die mangelhafte Stahlqualität, sind für die Materialcharakterisierung unbedeutend. Die genanten Eigenschaften lassen Breitstreifenlaser als ideales „Testvehikel" für Materialforschung erscheinen.

[6] Als Gegenstück zum Breitstreifenlaser kann man vom Aufwand und dem Schwierigkeitsgrad den elektrisch gepumpten VCSEL betrachten. Die Prozessierung, die bei Infineon Technologies durchgeführt wurde (ein Intracavity-Kontakt), bestand aus 18 Prozesseinheiten, die acht Photolithographieschritte einschlossen.

Anhang B

Vermessung von Breitstreifenlasern: Der LIV-Messplatz

B.1 Einleitung

Der große Vorteil von Breitstreifenlasern ist, verglichen z.B. mit Ridge Waveguide Lasern, dass sie einfach und schnell hergestellt werden können. Dieser Vorteil wird allerdings mit einer komplizierteren Vermessungstechnik erkauft. Aufgrund der thermischen Problematik von Laserdioden kann man im Allgemeinen Breitstreifenlaser nicht mit Gleichstrom (*cw*[1]) betreiben. Man benutzt zum elektrischen Pumpen daher gepulste Gleichstromquellen, die sehr kurze, rechteckige Strompulse erzeugen und kleine an-zu-aus-Verhältnisse (kleine *duty-cycle* oder Tastverhältnisse[2]) bieten. Um Erwärmungseffekte weitgehend auszuschließen, darf die maximale Pulslänge einige 100ns nicht übersteigen und muss das Tastverhältnis in der Größenordnung von 1 Prozent liegen. Dabei sollen die Pulsflanken steil sein, es darf keine Überschwinger geben und die maximale Pulshöhe soll einige Ampere betragen. Dies stellt erhebliche Anforderungen an den Pulsgenerator, den nachgeschalteten elektrischen Aufbau und die optische Messung. Man hat es hierbei mit Hochfrequenztechnik im 100 MHz- bis 1 GHz-Bereich zu tun. Dies erfordert besondere Aufmerksamkeit beim Aufbau eines solchen Messsystems.

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Anforderungen an einen Messplatz für (Breitstreifen-)Laser-Dioden formuliert und der Stand der Technik dargelegt. Im folgenden Teil wird dann die Konzeption, der Aufbau und die Spezifizierung des Laser-Messplatzes beschrieben, der die komfortable Messung von optischen und elektrischen Dioden-Kennlinien in einem weiten Parameterbereich ermöglicht.

[1] *cw* steht für *continuous wave*.

[2] Tastverhältnis: $v_p = t_p/T, t_p = Pulsdauer, T = Periodendauer$

B.2 Allgemeine Einführung

Um die elektrischen und optischen Eigenschaften von Laserdioden zu untersuchen, führt man in der Regel so genannte LIV(*Light intensity - Current - Voltage*)-Messungen durch. Dabei variiert man den (Durchlass-)Strom, der durch die Diode fließt, und misst den dazugehörigen Spannungsabfall und die emittierte Lichtleistung. Man bestimmt also zur elektrischen UI-Kennlinie zusätzlich noch die optische LI-Kennlinie. Für solch eine LIV-Messung benötigt man eine hochwertige Gleichstromquelle und *kalibrierte* Strom-, Spannungs- und Lichtleistungs-Messgeräte. Möchte man die Dioden mit ungepulstem Gleichstrom (*cw*) pumpen, so gibt es kommerziell eine große Auswahl genügend leistungsfähiger Geräte, um einen LIV-Messplatz auch für Hochleistungslaserdioden aufzubauen. Breitstreifenlaser, insbesondere aus neuartigem, nicht optimiertem Material, kann man allerdings im Allgemeinen nicht *cw* zum Lasen bringen, wenn man keine sehr aufwendigen Maßnahmen zur Kühlung ergreift. Dies soll eine kurze Abschätzung der thermischen Verlustleistung verdeutlichen:

Ein typischer Infrarot-Breitstreifenlaser, wie er bei uns prozessiert und eingesetzt wird, hat die Abmessungen $800\mu m \cdot 100\mu m$ bei einem differentiellen Widerstand von $0,33\Omega$ und einer Schleusenspannung von etwa $U_0 = 1V$. Bei 3 Ampere Pumpstrom beträgt die elektrische Leistung des Bauelementes $P_{el} = IU = I(U_0 + R_D I) = 3A \cdot (1V + 0,33V/A \cdot 3A) = 6W$, wovon im Idealfall ca. 2-3 Watt als optische Leistung abgestrahlt werden. Damit folgt für die thermische Verlustleistungsdichte: $P_{therm}/A = (6W - 2W)/(8 \cdot 10^{-4} cm^2) = 5kW/cm^2$. Dies sind etwa zwei Größenordnungen mehr als die Verlustleistungsdichte eines modernen Computerchips und ca. drei Größenordnungen mehr als die Heizleistungsdichte einer Herdplatte.

Nimmt man nun an, dass die Wärme im Wesentlichen in der hochohmigen aktiven Region produziert wird (Dicke ca. $3\mu m$) und nicht im hochleitfähigen Substrat und vernachlässigt man die Wärmeleitung sowie eine Aufspreizung des Stromes, so ergibt sich mit der Wärmekapazität von GaAs von ca. $50J/(K \cdot mol)$ für die Erwärmung pro Zeiteinheit: $\Delta T/\Delta t = P/(C \cdot n) \approx \frac{4J/s}{50J/(K \cdot mol) \cdot 10 \cdot 10^{-9} mol} = 8 \cdot 10^6 K/s$. Dieser Wert besagt, dass ein ungekühlter, *cw*-betriebener Breitstreifenlaser bereits nach dem Bruchteil einer Sekunde thermisch zerstört wäre. Die Forderung nach möglichst einfacher und flexibler Untersuchung von Breitstreifenlaserdioden erfordert deshalb zwingend die gepulste elektrische Anregung, wobei das Verhältnis von an-zu-aus möglichst klein sein muss. Aus dem obigen Wert folgt auch, dass die Pulsdauern höchstens im Bereich von einer Mikrosekunde liegen dürfen, um Artefakte durch Aufheizungseffekte möglichst gering zu halten. Möchte man sie weitgehend ausschließen, müssen die Pulse kürzer als $100ns$ sein.

Da die Kennlinien von Dioden nichtlinear sind, kommt als Pulstromquelle nur eine gepulste Gleichstromquelle in Frage, die *rechteckige* Pulse zwischen aus ($= 0 Ampere$) und definiert-an, möglichst ohne Zwischenwerte und Überschwin-

ger, bildet. Um solche Rechteckpulse zu erzeugen, zum Bauelement zu leiten und zu messen, muss man Hochfrequenztechnologie einsetzen, die bis zu 1GHz Bandbreite übertragen kann. Damit werden Design-Kriterien des Messplatzes festgelegt, die den Aufbau aufwendiger als den eines *cw*-Messplatzes werden lassen.

Aus den Randbedingungen, die aus der thermischen Problematik von Laserdioden resultieren, und den Anforderung an die Leistungsfähigkeit des Messplatzes, die aus den erwarteten Eigenschaften der Dioden folgen, ergibt sich der folgende Forderungskatalog an den Messplatz:

- Man benötigt eine gepulste Gleichstromquelle mit einer Pulsdauer ab *100ns* und einem maximalen Strom (einer maximalen Pulshöhe) von 2 bis 3 Ampere. Der minimale Strom sollte dabei in der Größenordnung von einigen Milliampere liegen, um unterschiedliche Laserdesigns vermessen zu können. Das Tastverhältnis muss variabel einstellbar sein und in der Größenordnung von 1% liegen.

- Weiterhin muss man die elektrischen Kenngrößen Strom und Spannung sowie die - natürlich auch gepulst vorliegende - Lichtleistung kalibriert messen können. Dazu braucht man z.B. ein schnelles Oszilloskop und ein hochfrequenztaugliches Powermeter mit einem möglichst großen Dynamikbereich, um den bei Laserdioden auftretenden großen Bereich der Lichtleistungen abdecken zu können[3].

- Da typische LIV-Kennlinien hundert Messpunkte oder mehr umfassen, müssen die Messungen automatisch und möglichst schnell durchgeführt werden. Dies kann mit einem kommerziellen, integrierten Messsystem erfolgen oder computergesteuert in einem modular aufgebauten Messplatz.

Bei der gepulsten Messung von Breitstreifenlasern handelt es sich um kein triviales Messverfahren, es ist aber in der Industrie und in der Forschung Standard. Es war für mich sehr überraschend, dass es zum Zeitpunkt der Messplatzkonzeption (Dezember 2000) kein kommerzielles Messplatzsystem gab, das für kleine Forschungs- oder Entwicklungs-Gruppen zu einem Preis von unter 50.000 Euro erhältlich war. Lediglich hoch spezialisierte Systeme für die Produktionsüberwachung waren z.B. von Newport Corporation für drastisch höhere Preise verfügbar, die zudem für Forschungsanwendungen ungeeignet waren. Vorhandene Systeme, wie z.B. die bei unserem Industriepartner Infineon Technologies, waren selbst entwickelt und existieren nur als Einzelstücke. Diese Situation hat sich erst im August 2001 mit dem Erscheinen des „Keithley Model 2520 Pulsed Laser Diode Test Systems“ [114] geändert. Bei diesem Gerät handelt es sich um ein leistungsfähiges, integriertes Testsystem, in dem eine Hochleistungspulsquelle

[3] Insbesondere in der Materialforschung lased nicht jede „Laser“-Diode. Trotzdem sollte eine qualifizierte Untersuchung der unter Umständen schwachen Lichtleistung möglich sein.

und Messgeräte zur Strom-, Spannungs- und Lichtleistungsmessung vereint sind. Jedoch sind Einrichtungen zur Kontaktierung der Laserdioden sowie eine Möglichkeit, die Wellenlänge des Lasers zu messen nicht enthalten. Die maximale Pulshöhe beträgt 5 Ampere bei einer minimalen Pulslänge von 500ns. Damit ist es leistungsfähig genug, auch Hochleistungslaserdioden z.B. für EDFAs (*erbium doped fiber amplifiers*) und Raman-Verstärker zu testen. Die Pulsdauer entspricht allerdings nicht den oben genannten Ansprüchen.

Da damals kein kommerzielles System zur Verfügung stand, entschieden wir uns, ein Messplatzsystem selbst zu entwickeln. Dies bot den Vorteil, das System genau nach unseren Vorstellungen aufzubauen und in die bestehende Mess-Infrastruktur einzubinden. Für uns handelte es sich allerdings um technologisches Neuland, was den einen oder anderen „Umweg" in der Entwicklung verursachte[4].

B.2.1 Pulsgenerator und Definition elektrischer Impulskenngrößen

Das Herz des Messsystems ist der Pulsgenerator. Neben den oben genannten Forderungen an die Pulsbreite, Pulshöhe und das Tastverhältnis gibt es noch eine Reihe weiterer Ansprüche an dieses Gerät. Diese beziehen sich im Wesentlichen auf die Puls*qualität* und den Schutz der empfindlichen Laserdioden aber auch auf die Einbindung in eine computergesteuerte Messumgebung. Zudem sollte die Stromrichtung umpolbar sein.

Reale Pulsformen weichen aufgrund der endlichen Bandbreite eines Pulsgenerators immer mehr oder weniger stark von der idealen Rechteckform ab. Zur Beschreibung realer Pulsformen werden daher einige Impulskenngrößen definiert (siehe *Abbildung B.1*). Diese Definitionen sind leider in der Literatur und in Produktkatalogen nicht einheitlich. Die hier gewählten beziehen sich auf Rost [112].

Als Anstiegszeit t_r bzw. als Abfallzeit t_f definiert man das Zeitintervall, in dem die Impulsspannung (bzw. Impulsstromstärke) von 10% auf 90% des Plateauwertes U_0 ansteigt bzw. abfällt. Die Impulsdauer oder Pulsbreite t_p wird zwischen den Werten $0,5U_0$ auf der Anstiegs- und der Abfallflanke gemessen[5]. Als Überschwingen bezeichnet man die größte Überschwingamplitude - angegeben in Prozent vom quasistationären Maximalwert U_0. Eine periodische Impulsfolge wird durch die Periode $T = 1/Folgefrequenz$ und das Tastverhältnis (*duty cycle*) $v_p = t_p/T$ gekennzeichnet.

Die Summe der Anstiegs- und der Abfall- Zeit sollte 30% der Pulsbreite nicht übersteigen, damit sich noch ein vernünftiges Pulsplateau ausbilden kann [116]. Das Plateau selbst darf keine großen Überschwinger (<10% [113]), keine Ein-

[4]Ein alternatives Messplatzkonzept findet sich in der Diplomarbeit von B. Olszowi [110].

[5]Weiterhin sind folgende Definitionen verbreitet: $t_{r,f}$ zwischen 20% und 80% von U_0 und t_p bei $0,2U_0$ [113], bzw. bei $0,7U_0$ [112, S.86]. Offizielle Definitionen finden sich in [ANSI/IEEE Std 181-1977].

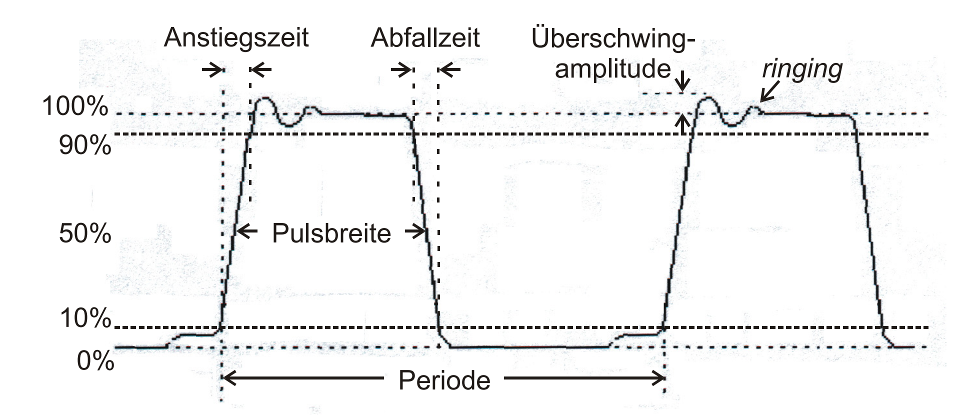


Abbildung B.1: Definition der Pulsparameter von periodisch wiederholten Rechteckpulsen.

schwingvorgänge (*ringing*) und nur wenig Rauschen enthalten. Da Laserdioden eine kleine Impedanz besitzen und bis an den Rand ihrer Leistungsfähigkeit getestet werden sollen, kann bereits relativ kleines Überschwingen die Bauelemente zerstören. Zudem reduzieren Überschwinger und Rauschen wegen der nichtlinearen optischen und elektrischen Kennlinien die Messgenauigkeit erheblich. Einfaches Mitteln der Pulsunebenheiten führt dabei nicht unbedingt zu korrekten Werten, da Pulsspitzen überproportional zur Lichtleistung oder dem Strom beitragen. Der Pulsgenerator darf Spannungstransienten, die z.B. aus Schaltvorgängen im Netz entstehen, nicht an das Bauelement weitergeben. Ebenso sollte der „Aus“-Zustand tatsächlich einem Kurzschluss über der Diode entsprechen und nicht mit einer Bias-Spannung versehen sein (es sei denn, dass das explizit gewünscht wird). Die Pulse müssen reproduzierbar und stabil sein, d.h. die Pulsabstände, die Pulsform und auch die Pulsfehler müssen von Puls zu Puls identisch sein.

Um Pulse in der geforderten Qualität bereitstellen zu können, muss sowohl der Pulsgenerator als auch der nachgeschaltete elektrische Aufbau eine bestimmte minimale Bandbreite besitzen, die hier kurz abgeschätzt werden soll:

Eine periodische Folge von Rechteckpulsen kann man mittels Fourier-Entwicklung als unendliche Reihe der harmonischen Funktionen Sinus und Kosinus darstellen. Die Darstellung lautet [112, S.22]:

$$F(t) = \frac{2A}{\pi}\left(\frac{p}{2} + \sum_{n=1}^{k,\infty} \frac{\sin(np)}{n}\cos(n\frac{2\pi}{T}t)\right) \qquad \text{mit} \quad p = \pi\frac{t_p}{T}. \tag{B.1}$$

Möchte man Pulse der Periode $T = 100\mu s$, der Pulsdauer $t_p = 200ns$ und der Amplitude $A = 2$ (Ampere) erzeugen, so muss man neben der Fundamentalfrequenz $f_0 = 1/T = 10kHz$ noch mindestens weitere 10000 Oberschwingungen mit einbeziehen, um die geforderten Bedingungen an Anstiegszeit und Überschwingen

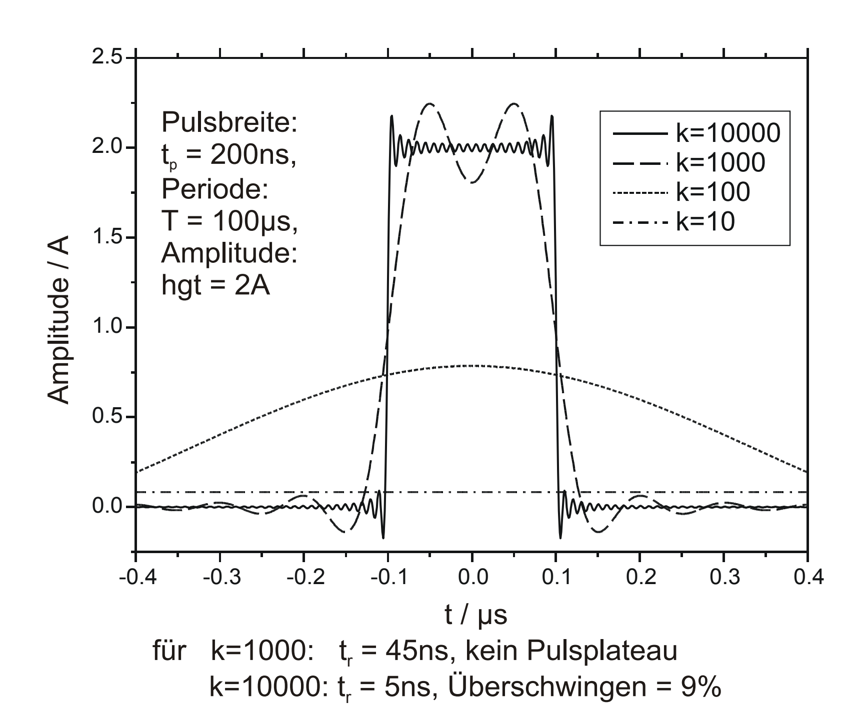


Abbildung B.2: Fourierentwicklung eines Rechteckpulses nach Gleichung B.1, nach k Schritten abgebrochen.

zu erfüllen. In *Abbildung B.2* sind einige Pulsformen dargestellt, bei denen nach k Schritten (Oberschwingungen) die Fourier-Entwicklung abgebrochen wurde. Für die minimale Bandbreite des Systems folgt dann: $f_{\min} = k \cdot f_0 = 10^4 \cdot 10^4 Hz = 100MHz$. Die gewählten Pulsparameter entsprechen den Standard-Parametern, mit denen wir und unser Industriepartner üblicherweise Laserdioden untersuchen. Möchte man zu kleineren Tastverhältnissen, zu kürzeren Pulsen oder zu höheren Amplituden gehen, muss man noch höhere Frequenzen übertragen können. Leistungsfähige Systeme verfügen deshalb über Bandbreiten von über $1GHz$. Die Bereitstellung kurzer *Hochleistungs*-Rechteckpulse mit der geforderten Qualität ist schwierig, weil große Ladungsmengen in sehr kurzer Zeit verschoben werden müssen. Parasitäre Induktivitäten oder Kapazitäten wie sie z.B. schon von einigen zehn Zentimetern Leitung herrühren, verhindern dabei kurze Anstiegszeiten von unter $20ns$. Dies ist besonders auch bei der Kontaktierung der Bauelemente zu berücksichtigen.

Im Wesentlichen gibt es zwei Typen von Pulsgeneratoren. Dies sind zum einen gepulste *Spannungs*quellen, zum anderen gepulste *Strom*quellen. Bei Spannungsquellen hängt die Spannung nur wenig von dem Widerstand des Verbrauchers ab. Der Strom durch das Bauelement stellt sich dann gemäß $I = U/R$ (R =Lastwiderstand)[6] ein. Da (Laser-)Dioden bei unterschiedlichen Strömen un-

[6] Gemeint sind immer die Momentanwerte: $I(t)$, $U(t)$, ...

terschiedliche Widerstände besitzen, muss man den Strom explizit am Bauelement messen, um verlässliche Informationen zu erhalten. Dies erhöht den Messaufwand und die Komplexität eines Messplatzes. Im Allgemeinen betreibt man Dioden nicht direkt an einer Spannungsquelle, sondern über einen Strom begrenzenden, bekannten Vorwiderstand. Dies ist nötig, weil mit wachsendem Strom der Diodenwiderstand abnimmt und sehr klein wird (siehe $IR-$Diodenkennlinie in *Abbildung B.4*). Bei konstanter Klemmspannung führt das zu einem überproportionalen Anstieg des Stromes und damit evtl. zur Zerstörung des Bauelementes. Wählt man den Vorwiderstand groß im Verhältnis zum Diodenwiderstand, beeinflusst der dynamische Widerstand des Bauelementes nur wenig den Strom und erleichtert die Messung. Allerdings erhöht man damit die Leistungsanforderung an den Pulsgenerator, und die verschlechtert die Pulsqualität [112], [116].

Die gebräuchlichere Pulsquelle ist die gepulste Stromquelle. Bei dieser hängt der Strom nur wenig vom Lastwiderstand ab und die Spannung stellt sich gemäß $U = RI$ ein. Stromquellen werden durch ihren Kurzschlussstrom und einen Innenwiderstand gekennzeichnet, der parallel zur idealen Stromquelle geschaltet ist. Je größer das Verhältnis vom Innenwiderstand zum Lastwiderstand ist, desto weniger hängt der Laststrom vom Lastwiderstand ab. Allerdings wächst mit diesem Verhältnis auch die Leistung, die die Quelle erbringen muss. Gepulste Stromquellen sind für Messplätze besser geeignet als Spannungsquellen, weil man bei ihnen die zu variierende Größe direkt vorgibt. Außerdem ist der Diodenschutz einfacher zu bewerkstelligen, da die Strombegrenzung durch die Art der Quelle schon natürlich gegeben ist. Hat man keine Verzweigungen im nachgeschalteten Aufbau, so braucht man nur noch die abhängigen Größen Spannungsabfall und Lichtleistung am Bauelement zu messen.

Eine weitere Anforderung an die Pulsquelle und die anderen Geräte des Messplatzes ist die Möglichkeit, sie mit einem externen Computer ansteuern zu können. Kommerzielle Geräte besitzen im Allgemeinen die Standardschnittstellen RS-232 und/oder IEEE-488.2 GPIB[7] (HP-Bus oder IEC-Bus). Die serielle Schnittstelle RS-232 ermöglicht nur die Punkt zu Punkt Verbindung von zwei Geräten. Die Kabellänge darf maximal 18m betragen und die Übertragungsrate beträgt bis zu $2,4kByte/s$[8]. Die GPIB-Schnittstelle dagegen erlaubt die Integration von bis zu 15 Geräten in einem Netzwerk. Die gesamte Kabellänge darf bis zu 20m betragen, der Abstand zwischen den Geräten maximal 4m. Es handelt sich um eine 8-bit parallele Schnittstelle mit einer maximalen Übertragungsrate von $500kByte/s$. Der HP-Bus ist ausreichend schnell, sehr zuverlässig und in der Industrie und Forschung seit etwa 1985 weit verbreitet. Auch in unserer Lumineszenz- und Hall- Apparatur wird er verwendet. Deshalb entschieden wir uns auch beim Lasermessplatz für diese (teurere) Schnittstelle. Für Messaufgaben, die in schneller

[7] *General Purpose Interface Bus*

[8] $2,4kByte$ entspricht $19200Baud = 19200Bit/s$ [112, S.418]. Für den Anschluss von Computerzubehör, wie z.B. einem Modem, kann die Übertragungsrate größer sein.

Folge zu absolvieren sind oder bei denen in kurzer Zeit große Datenmengen übertragen werden müssen, sind diese beiden althergebrachten Schnittstellen nicht mehr optimal geeignet. Als moderne Schnittstellen werden zunehmend 100*Mbit Ehternet*, USB oder die sehr schnelle PXI-Schnittstelle[9] benutzt. Damit ist es z.B. bei Infineon Technologies möglich geworden alle ca. 20.000 VCSEL auf einem 2-Zoll Wafer, in nur 5 Stunden zu vermessen, was 0,9 Sekunden pro Laser-LIV-Messung bedeutet [118]. Bei unseren Messaufgaben kommt es freilich nicht auf hohen Proben-Durchsatz an wie bei der Qualitätsüberwachung in der Industrie. Dennoch ist auch bei uns die Geschwindigkeit des LIV-Messplatzes limitiert durch die begrenzte Übertragungsbandbreite des HP-Busses und die langsamen Signalprozessoren in den jeweiligen Geräten.

Die Anforderungen an Leistung, Pulsqualität und Schnittstelle schränkt die Auswahl kommerziell verfügbarer Pulsquellen stark ein: Es werden einige gepulste Stromquellen für allgemeine Testzwecke von Hewlett Packard / Agilent (HP 8114A, 100V/2A Programmable Pulse Generator) und AV-Tech (AV-156A-B, AV-156G-B, ...) sowie Geräte speziell für Laserdioden von ILX Lightwave (LDP-3840/01 oder /03) und von Keithley (2520 Pulsed Laser Diode Test System) angeboten. Die angebotenen Geräte unterscheiden sich nicht nur in der maximalen Pulsleistung usw., sondern auch in der Art, wie sie die Pulse bereitstellen: Aus der Bandbreitenabschätzung folgt, dass man besondere Vorkehrungen treffen muss, um die hohe Pulsqualität im nachgeschalteten Stromkreis zu erhalten. Üblicherweise übermittelt man Hochfrequenzpulse mittels 50Ω Koaxialkabel. Die Pulsqualität bleibt dann erhalten, wenn der gesamte Stromkreis 50Ω-angepasst und mit einer 50Ω Impedanz abgeschlossen ist. Kantenemittierende Laserdioden haben allerdings viel niedrigere Impedanzen bis hinunter zu $0,3\Omega$ (Breitstreifenlaser)[10]. Die restliche Impedanz muss man durch einen hochfrequenztauglichen Vorwiderstand ergänzen. Der Vorteil dieses Aufbautyps ist die allgemeine Verbreitung von 50Ω-Komponenten, -Anschlüssen und -Kabeln und die nahtlose Einbindung in eine Oszilloskop-basierte Messumgebung. Der Nachteil besteht darin, dass man gemäß $U = RI$ etwa $U_{peak} = 50V/A \cdot 3A = 150V$ Pulshöhe erzeugen muss. Ist der Kontakt zum Bauelement nicht optimal, so bilden sich bei diesen Spannungen Lichtbögen, die unmittelbar das Bauelement zerstören[11] [116].

Wählt man die Ausgangsimpedanz des Pulsgenerators vergleichbar niedrig, wie die des Breitstreifenlasers, so kann man eine gute Pulsqualität erhalten, wenn die Zuleitungen kurz und die Impedanzen der Kabel möglichst klein sind. Die Kabel dürfen maximal 20cm lang sein, und man kann keine handelsüblichen Koaxi-

[9]PXI: *PCI eXtensions for Instrumentation* (PCI: *Peripheral Component Interconnect*), [www.pxit.com].

[10]*Ridge Waveguide Laser* haben Impedanzen bis hinunter zu 5Ω, VCSEL haben dagegen deutlich höhere minimale Impedanzen von über 125Ω [124].

[11]Dies entspricht auch unseren eigenen Erfahrungen, die wir mit einem HP-Pulsgenerator (ohne Computerschnittstelle) gemacht haben.

alleiter verwenden. Üblicherweise benutzt man niederohmige Paralleldrahtkabel oder „fliegende Kabel“. Die Pulsgeneratoren von ILX und Keithley basieren auf diesem Prinzip. Sie sind speziell als Laserdiodentreiber konzipiert, während die 50Ω-Generatoren von HP und AV-Tech universeller einsetzbar sind[12]. Die Vorteile der niederohmigen Generatoren sind zum einen der bessere Diodenschutz, da die Spannungen maximal einige $10V$ betragen, und zum anderen die deutlich geringeren Leistungsanforderungen an die Stromquelle (Niederimpedanzquelle: $P_{peak} = UI = 20V \cdot 3A = 60W$; 50Ω-Quelle: $P_{peak} = 150V \cdot 3A = 450W$). Deshalb sind diese Pulsgeneratoren auch etwas günstiger. Der Nachteil ist die Beschränkung der Kabellänge, die die Messplatzgestaltung stark einschränkt. Ist die Leistungsendstufe des Pulsgenerators im Gerätegehäuse enthalten, wie z.B. beim ILX Lightwave LDP-3840, kann der mechanische Aufbau schwierig werden. Besser ist die Lösung, die Leistungsendstufe als separate, relativ kleine Einheit auszulagern. Diese Einheit ist dann gut in den mechanischen Aufbau integrierbar und erlaubt die Platzierung nahe am Bauelement. Die Kabellänge kann damit minimiert und die Pulsqualität optimiert werden. Das Keithley 2520 besitzt einen externen „Remote Head“, der die Leistungsendstufe enthält. Zur Zeit der Konzeption des Messplatzes gab es nur einige Sonderanfertigungen von AV-Tech mit diesem Prinzip [111].

Alle auf dem Markt damals verfügbaren gepulsten Strom- oder Spannungsquellen entsprachen nicht optimal unseren Bedürfnissen. Zudem waren die kommerziellen Quellen mit Preisen von mindestens 7500 Euro[13] recht teuer. Wir entschieden uns deshalb für einen Eigenbau, der von der Elektronik Werkstatt des Fachbereichs Physik durchgeführt wurde. Eine detaillierte Beschreibung dieses Gerätes und seiner Integration in den Messplatz folgt weiter hinten.

B.2.2 Messung der elektrischen Kenngrößen

Die Bestimmung einer LIV-Kennlinie erfordert die kalibrierte Messung der elektrischen Größen Stromstärke und Spannung. Da die Größen mit kleinen Tastverhältnissen gepulst vorliegen, analysiert man zur Erhöhung der Messgenauigkeit die individuellen Plateauhöhen der Strom- bzw. Spannungs*pulse* und benutzt nicht ein gemitteltes, zeitintegriertes Signal. Zur Überwachung oder Vermessung der Pulsformen verwendet man Oszilloskope, deren minimale Bandbreite nach folgender Formel abgeschätzt werden kann [AV-Tech]: $BW \geq 3\frac{0{,}35}{t_r}$. Bei $10ns$ Anstiegszeit benötigt man also ein $100MHz$-Oszilloskop, bei $t_r = 1ns$ schon ein $1GHz$-Oszilloskop.

Die Messung von Strom und Spannung in einem Hochfrequenz-Stromkreis niedriger Impedanz ist nicht trivial. Bei der Leitung hochfrequenter elektrischer

[12] Z.B. werden sie für den Test von Sicherungen, Airbag-Zündladungen oder Hochleistungs-Halbleiter-Bauelementen genutzt [113].

[13] ILX Lightwave: 7500 Euro, HP: 12.000 Euro, Keithley: 30.000 Euro

Signale treten nämlich analoge Phänomene auf wie in der Optik bei der Transmission von Lichtwellen. Passiert Licht Medien unterschiedlicher optischer Dichte, so kommt es zu Reflexionen an der Grenzfläche. Diese haben konstruktive oder destruktive Interferenzen zur Folge, welche die Eigenschaften des optischen Systems wesentlich beeinflussen. Die bestimmende Größe ist der Brechungsindex n, der das Verhältnis der Vakuumlichtgeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit im Medium angibt. Analog dazu ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Signale eine Funktion der Impedanz der Materialien bzw. Bauteile. Auch hier kann es zu Reflexionen und Kopplungsverlusten an Grenzflächen kommen, die schädliche Interferenzen verursachen. Um diese zu verhindern, muss die Beschaltung eines Pulsgenerators Impedanz-angepasst sein. Dies gilt für jedes Bauteil, das zu dem Stromkreis gehört – auch für das Oszilloskop, welches aufgrund seiner Erdung und der 50Ω-Anpassung besonders kritisch ist[14].

Den durch das Bauelement fließenden Strom kann man auf zwei Arten messen. Zum einen über eine Stromzange, bei der der Strompuls eine Spannung in der Messspule der Zange induziert. Zum anderen über den Spannungsabfall des Stromes an einem bekannten, zur Diode in Reihe geschalteten Messwiderstand.

Die Diodenspannung und die aus dem Strom erzeugte Spannung kann man heutzutage direkt mittels der *Sample-and-Hold*-Technik (S&H) [119], mit einem Digitaloszilloskop oder konventionell mit einem *Boxcar*-System [120], [116] messen. Beim *Boxcar*-Integrator werden ein Messfenster und eine Totzeit definierter Breite festgelegt. Während das Messfenster geöffnet ist, trägt die Eingangsspannung zum Messergebnis bei (es wird ein Kondensator schrittweise geladen), während die Spannungswerte in der Totzeit nicht berücksichtigt werden. Bei einer Pulsbreite von 200ns z.B. wählt man die Breite des Messfensters einige zehn Nanosekunden und legt es in den eingeschwungenen Plateaubereich des Spannungspulses. Die Totzeit erstreckt sich dann bis zum nächsten Puls. Die Messung einer Pulshöhe erfordert beim *Boxcar*-System prinzipiell die Einbeziehung vieler identischer Pulsplateaus und erhöht damit die Genauigkeit durch Mittelung. *Boxcar*-Systeme sind präzise, relativ schnell und daher die Standard-Methode zur Bestimmung der Pulsamplituden in LIV-Messsystemen. Ihr Nachteil ist, dass sie keine Abweichungen von der idealen Rechteckform und insbesondere von der vorgegebenen Pulsbreite registrieren, wie sie bei unserem Pulsgenerator auftreten.

Die modernere *Sample-and-Hold*-Messtechnologie erlaubt im Gegensatz zum *Boxcar*-Integrator die Messung der Pulshöhe von Einzelpulsen, was eine Beschleunigung des Messvorganges ermöglicht. Auch hier wird ein Messfenster definierter Breite festgelegt, in dem die Spannung aufgenommen und gespeichert wird. Die „gehaltene Spannung" wird dann von einem (langsamen) Digital-Analog-Wandler (DAW) ausgemessen. Auch hierbei wird die Pulsform nicht berücksichtigt, sondern ein gemittelter Wert über die Dauer des Messfensters erzeugt[15].

[14] Es gibt auch Oszilloskope ohne Erdung; diese sind allerdings sehr teuer.

[15] Für Lasermessplätze geeignete S&H-Geräte: z.B. von Sigmann Elektronik oder AVS-101-

Die „direkte“ Messung von Spannungspulsen mit Oszilloskopen ist erst seit der Verfügbarkeit schneller Digitaloszilloskope mit Computerschnittstelle möglich geworden. Digitaloszilloskope funktionieren nach dem S&H-System, wobei jeder Datenpunkt des Oszilloskop-Bildes einen S&H-Kanal darstellt. Da in unserem Fall ein Oszilloskop zur Pulsformüberwachung gekauft werden musste, haben wir uns entschieden, die Messung der Pulsparameter direkt mit diesem Gerät durchzuführen und aus Kostengründen auf ein zusätzliches *Boxcar*- bzw. SAH-System zu verzichten. Durch den Einsatz des Eigenbau-Pulsgenerators und eines integrierenden Powermeters wurde es zudem nötig, die individuellen Pulsformen zu analysieren, was ein *Boxcar*-System prinzipiell nicht leisten kann. Moderne Digitaloszilloskope können über eine größere Anzahl von Pulsen mitteln und damit die Messgenauigkeit erhöhen und an die von *Boxcar*-Messungen annähern. Die digitalisierten Wellenformen werden via GPIB-Schnittstelle an einen Rechner übermittelt, der mit einem speziellen Auswertealgorithmus die relevanten Pulsparameter bestimmt. Die Signalverarbeitung im Oszilloskop und die Datenübermittlung über GPIB ist relativ langsam und begrenzt wesentlich die Messgeschwindigkeit[16]. Da das System jedoch keinen hohen Probendurchsatz bewältigen muss, wurde dieser Nachteil in Kauf genommen.

B.2.3 Messung der optischen Leistung

Die dritte Größe, die man bei einer LIV-Messung kalibriert bestimmen muss, ist die gepulst vorliegende optische Ausgangsleistung der Laserdiode. Sie stellt Messtechnisch die größte Herausforderung dar. Wegen der hohen Empfindlichkeit, der Schnelligkeit und des günstigen Preises setzt man zur Messung Photodioden ein. Photodioden nutzen den inneren photoelektrischen Effekt in der Verarmungszone eines pn-Übergangs. Lichtquanten geeigneter Wellenlänge, die in der Verarmungszone des pn-Übergangs oder der undotieren i-Zone einer pin-Diode absorbiert werden, erzeugen Elektron-Loch-Paare. Die (Minoritäts-)Ladungsträger werden durch das vorhandene oder von außen vergrößerte Feld auseinander gezogen und zu den Kontakten geleitet, wo sie als Photostrom messbar werden. Neben diesem (schnellen) Drift-Strom, der den größten Teil des Photostroms ausmacht, trägt zusätzlich ein (langsamer und unerwünschter) Diffusions-Strom zum Photostrom bei. Er resultiert aus der Ladungsträgergeneration außerhalb der Verarmungszone. Photodioden kann man in zwei Betriebsmodi betreiben: Im einen Falle legt man eine Sperrspannung an die Diode. Sie vergrößert die Feldstärke und den Verarmungsbereich im pn-Übergang. Das hat eine erhöhte Empfindlichkeit und Schnelligkeit der Diode zur Folge, aber auch einen erhöhten Dunkelstrom und damit ein verstärktes Rauschen sowie einen reduzierten Dynamikbereich. Im an-

PS, Ser-No. 6728

[16]Bei unserem Messplatz dauert die Aufnahme und Auswertung einer gemittelten Wellenform etwa 1s. (Vergleiche mit 0,9s für die gesamte Messung von 100Punkten in [118, Infineon Technologies])

deren Fall betreibt man die Diode quasi als Solarzelle, d.h. ohne externe Spannung und idealerweise auf virtuellem 0-Potential[17], welches man mit einem Transimpedanzverstärker erreicht. In diesem Betriebsmodus ist die Empfindlichkeit und Reaktionsgeschwindigkeit geringer als bei Verwendung einer Sperrspannung, allerdings ist bei gegebener Temperatur das Signal-Rausch-Verhältnis und damit der Dynamikbereich optimal [107], [121], [122].

Die Wünsche an eine optimale, kalibrierte Messung der Lichtleistung stellen zum Teil gegensätzliche Anforderungen an die Messtechnik: Um die gepulste Lichtleistung eines Diodenlasers quantitativ bestimmen zu können, benötigt man einen *großen* Detektor, der das gesamte emittierte Licht des Lasers (bzw. einer Facette) detektiert. Weiterhin sollte die Photodiode empfindlich sein und einen großen Messumfang besitzen, damit man einen umfangreichen Leistungsbereich von Lasern abdecken kann. Um die Genauigkeit bei gepulsten Messung zu optimieren, benötigt man eine schnelle Photodiode. Diese Ansprüche an die Photodiode (groß, schnell, empfindlich und großer Dynamikbereich) sind bei den kurzen elektrischen Pulsen, die im Messplatz verwendet werden, gleichzeitig nicht ohne Kompromisse realisierbar. Für eine hohe Messgenauigkeit der optischen Leistung muss man die Lichtpulse einzeln auflösen. Dazu braucht man Photodioden, die schnell genug sind, um die Pulsform, insbesondere die Anstiegszeiten und das Pulsplateau, korrekt abbilden zu können. Den Photostrom kann man dann mittels Oszilloskop, *Boxcar*- oder *Sample-and-hold*-System präzise quantifizieren. Schnelle Photodioden dürfen aber nur eine *kleine* aktive Fläche besitzen, um die Kapazität der Sperrschicht klein zu halten. Zum Beispiel beträgt der typische Durchmesser von kommerziell erhältlichen, sehr schnellen Photodioden für Telekommunikationsanwendungen nur $50\mu m$ [122]. Um sicher das gesamte, vom Laser emittierte, Licht auf den Detektor zu bringen, kann man entweder die Photodiode sehr nahe an die Laserfacette bringen, den stark elliptischen, astigmatischen Strahl der Laserdiode auf den Photodetektor fokussieren oder eine Ulbrichtkugel [115] verwenden. Alle drei Methoden erfordern Photodioden mit Durchmessern von einigen Millimetern. Solch große Photodioden sind aber aufgrund ihrer großen Kapazität langsam. Man kann die Schnelligkeit von Photodioden erhöhen, indem man sie mit einer Sperrspannung betreibt[18]. Dadurch reduziert man aller-

[17] Fließt der Photostrom wie bei einer Solarzelle über einen externen Widerstand ab, so ergibt sich am Lastwiderstand ein Spannungsabfall, der als Vorwärtsspannung auf die Diode wirkt. Dies senkt die Performance der Photodiode und ist deshalb unerwünscht.

[18] Aus drei Gründen: Der schnelle Anteil des Photostroms resultiert aus der eh-Bildung in der Verarmungszone. Durch die Sperrspannung erhöht man die Feldstärke in der Verarmungszone, wodurch die gebildeten Ladungsträger schneller getrennt werden und mit einer höheren Driftgeschwindigkeit zum Photostrom beitragen. Weiterhin wird die Breite der Verarmungszone durch die Sperrspannung erhöht, was die Kapazität des pn-Übergans reduziert. Der Photostrom besitzt neben dem schnellen Anteil noch einen langsamen, der aus der Lichtabsorption außerhalb der Verarmungszone resultiert und bei dem die Ladungsträger erst in die Verarmungszone diffundieren müssen. Durch die Verbreiterung der Verarmungszone durch eine Sperrspannung verringert man den Anteil des langsamen Diffusionsstroms am Photostrom.

dings den Dynamikumfang durch Erhöhen des Rauschens und durch Reduzieren der maximalen Beleuchtungsstärke. Dieses Problem tritt verstärkt bei Detektoren mit kleinen Bandlücken auf, also insbesondere für IR-Licht, welches wir (vor allem) vermessen wollen. Im Allgemeinen nimmt man aber den reduzierten Dynamikumfang solcher Detektoren in Kauf und beschränkt sich auf einen für Breitstreifenlaser typischen Leistungsbereich (von ca. $0,1mW$ bis einige hundert Milliwatt).

Um vielfältige Typen von Laserdioden untersuchen zu können, von Hochleistungslasern bis zu nicht optimierten Dioden, braucht man ein empfindliches Messsystem mit großem Dynamikumfang. Will man die Photodioden nicht kühlen, was den experimentellen Aufwand erheblich vergrößern würde, sollte man Abstand nehmen von in Sperrrichtung gepolten Dioden und statt dessen rauscharme Dioden mit Transimpedanzverstärkern vorziehen. Große Photodioden mit Transimpedanzverstärkern sind allerdings zu langsam, um $100ns$-Pulse aufzulösen. Man muss mit ihnen integrierend messen, was eine hohe Qualität und genaue Kenntnis der elektrischen Pulsform voraussetzt. Die zeitintegrierende Messung mit kleinen Tastverhältnissen erfordert eine sehr hohe Messpräzision des Powermeters: Auf der einen Seite muss nämlich der Messbereich so eingestellt sein, dass das Pulssignal die Detektor-Verstärker-Einheit nicht in die Sättigung treibt. Auf der anderen Seite ist das integrierte Signal nur Tastverhältnis mal Pulshöhe und liegt in der Größenordnung von 0,1% bis 1% des Vollausschlages und entspricht damit dem Messfehler typischer Powermeter.

Die größte Herausforderung bei der optischen Messung ist die Kalibrierung der Photodiode. Die Kalibrierung ordnet dem Photostrom eine optische Leistung zu. Da Photodioden für unterschiedliche Wellenlängen unterschiedlich empfindlich sind, muss diese Zuordnung für den ganzen interessierenden Wellenlängenbereich durchgeführt werden. Dies gilt auch für Neutralfilter, die man zur Erhöhung des Dynamikumfanges einsetzen kann. Ohne einen amtlichen Vergleichsstandard kann man Photodioden nicht selbständig kalibrieren. Die Vergleichsstandards werden üblicherweise cw kalibriert. Möchte man die Werte auf gepulste Lichtquellen übertragen, muss man zahlreiche mögliche Fehlerquellen bedenken und ausschließen. Eine ausführliche Diskussion der Problematik findet sich in [122].

In der Praxis werden mehrere Methoden eingesetzt, um die Lichtleistung in einem gepulsten LIV-Messplatzsystem zu bestimmen: Die heute am häufigsten eingesetzte Methode benutzt relativ großflächige, schnelle Detektoren mit eingeschränktem Dynamikumfang, deren Messbereich auf eine definierte Messaufgabe optimiert ist[19]. Die großflächigen Detektoren begrenzen aufgrund ihrer mäßigen Geschwindigkeit die minimale elektrische Pulsbreite, die verwendet werden kann, und die in diesen Aufbauten deshalb oft mehr als $500ns$ beträgt. Ein solcher Aufbau war für unsere Aufgaben zu wenig flexibel. Außerdem hatten wir keine Möglichkeit eine Photodiode selbst zu kalibrieren. Eine andere Methode benutzt

[19] Eine geeignete Photodiode ist z.B. Judson Ge-Detector Diode J16-18A-r01M-HS[111].

herkömmliche Powermeter, um die Lichtleistung integral zu messen. Im Allgemeinen sind Powermeter aber für gepulste Messung nicht gut geeignet [116]. Das leistungsfähige Powermeter C1835-C mit dem Detektor 818-IR der Firma Newport erfüllte jedoch die Anforderungen und minimierte die Nachteile, die aus einer integralen Lichtleistungsmessung folgen [107, Technische Daten S.124f, S.141ff]. Deshalb entschieden wir uns für dieses Messverfahren. Die Dritte Möglichkeit Lichtleistungen zu bestimmen, nutzt ultraschnelle (Glasfaser-)Detektoren. Diese erlauben die schnelle und präzise Messung der Lichtleistung, wenn der Anteil des eingekoppelten Lichts zur Gesamtemission des Lasers bekannt und immer konstant ist. Da solche Systeme nur in spezialisierten Anwendungen eingesetzt werden können, kamen sie für uns nicht in Frage.

B.3 Das verwirklichte Konzept

Wie im vorhergehenden Kapitel erläutert wurde, gibt es je nach Anwendungsprofil unterschiedliche Möglichkeiten, einen LIV-Messplatz für Laserdioden zu verwirklichen. Die Gestaltung *unseres* Messplatzes, die Auswahl der Mess-Verfahren und -Geräte richtete sich nach folgenden Anforderungen, die hier zusammenfassend aufgelistet werden:

- Im Wesentlichen wollen wir Breitstreifenlaserbarren zügig untersuchen. Dies erfordert einen leistungsfähigen Pulsgenerator, der einen Maximalstrom von ca. 3 Ampere bei minimal 100ns Pulsbreite und einem Tastverhältnis von $< 1\%$ bereitstellen kann.

- Die Größen Stromstärke, Spannung und Lichtleistung muss man in typisch auftretenden Grenzen absolut messen können: Die Lichtleistung kann 1 Watt Pulsleistung übertreffen und sollte bis unter 0,1 mW zuverlässig bestimmbar sein. Da der Messplatz für unterschiedliche Laser-Materialien und -Konzepte eingesetzt werden soll, muss das Powermeter für unterschiedliche Wellenlängen kalibriert sein. Der maximale Spannungsabfall an Laserdioden beträgt ca. 20 Volt, die minimale interessierende Spannung ist die Diodenschleusenspannung von etwa einem Volt. Der messbare Strombereich muss vollständig den Wertebereich des Pulsgenerators abdecken und für Kantenemitter-Laserdioden bei unter 10 Milliampere beginnen. Die absoluten Messgrößen (L, I, V) sollten mit einer relativen Genauigkeit von besser als 10% bestimmbar sein.

- Die zügige Messung von Laserdioden erfordert nicht nur die kurze Aufnahmedauer der LIV-Kennlinie *eines* Lasers, sondern auch den schnellen und unkomplizierten Probenwechsel. Man benötigt also einerseits einen flinken Mess- und Steuer-Algorithmus und andererseits eine geeignet konzipierte Proben-Auflage und -Kontaktierung.

- Neben Breitstreifenlaserbarren sollte es (ursprünglich) auch möglich sein, andere Lasertypen zu vermessen, insbesondere VCSEL, die noch nicht vereinzelt sind. Aufgrund ihrer geringen Größe stellen VCSEL eine Herausforderung an die Kontaktierung dar und erfordern ein völlig anderes Probenhalterkonzept. Auch die Strom-, Spannungs- und Lichtleistungs-Werte einer VCSEL-Kennlinie sind deutlich verschieden zu denen von Breitstreifenlasern. Der typische differentielle Widerstand liegt bei $100 - 200\Omega$ [123], die Schwellstromdichten im Bereich von einem Milliampere, und die Lichtleistungen muss man im Mikrowatt- bis Milliwatt-Bereich messen können. Dafür sind die Anforderungen an die minimale Pulsbreite gering, weil aufgrund der Kleinheit der aktiven Region die Aufheizungsproblematik geringer ist (i. A. kann man sie *cw* betreiben). Die Erfordernisse an einen Messplatz für VCSEL-Messungen sind zum Teil so verschieden zu denen für Breitstreifenlaser, dass wir uns in der ersten Ausbaustufe auf die Messung von Breitstreifenlasern konzentriert haben. Das Konzept ist aber offen für eine zweite Ausbaustufe für VCSEL-Messungen. Weitere Details dazu finden sich im Kapitel „Ausblicke für die Messplatzerweiterung". Flexibilität, Erweiterbarkeit und die Anpassungsfähigkeit des Messplatzes an neue Erfordernisse sind Hauptkriterien für die Gestaltung des Aufbaus und der Software gewesen. Deshalb wurde ein modulares Konzept mit *Stand-alone*-Geräten gewählt, d.h. mit Geräten, mit denen man ohne Computersteuerung und herausgenommen aus dem LIV-System eigenständig Messungen durchführen kann.

- Zur Charakterisierung von Lasern gehört neben der elementaren LIV-Kennlinie auch die Bestimmung der Emissionswellenlänge. Der LIV-Messplatz sollte daher in das bestehende Lumineszenz-Labor integriert werden und die Messung von Elektrolumineszenzspektren von Breitstreifenlasern ermöglichen.

- Der Messplatz muss relativ einfach zu bedienen sein, so dass nach kurzer Einführung in die Funktionsweise jedes Mitglied der Arbeitsgruppe den Messplatz nutzen kann. Eine „Ein-Knopf-Operator-Lösung", wie sie in der Industrie oft gewünscht wird, ist dagegen nicht notwendig. Der Messplatz wird nur von Fachpersonal benutzt. Die einfache Bedienung bezieht sich auf die mechanische Handhabung des Messplatzes, auf die Eingabe der Messparameter und die (halb-)automatische Durchführung der Messung. Weiterhin sollen aus den gemessenen Rohinformationen verwertbare Messdaten errechnet und als ausdruckbare LIV-Kurve dargestellt werden. Wichtig ist zudem die Speicherung der Daten als ASCII-Datei für weitere Auswertungen. Diese Anforderungen konnten nur durch ein spezielles, selbst geschriebenes Computer-Programm erfüllt werden.

- Eine weitere, wesentliche Randbedingung an den Messsystem war die For-

derung nach einer preisgünstigen Lösung. In [116] und [111] werden typische Systempreise von 50.000$ - 100.000$ genannt. Diese Summen überstiegen die finanzielle Ausstattung für dieses Projekt. Die Kosten des LIV-Systems konnten durch den Einsatz der Werkstätten im Fachbereich Physik stark gesenkt werden. So wurden der Pulsgenerator sowie wesentliche Teile des mechanischen und optischen Aufbaus von den Werkstätten gebaut. Für den Zukauf notwendiger Komponenten und die Bezahlung der Werkstätten wurden etwa 13.000 Euro aufgewandt. In dieser Summe ist allerdings nicht die Arbeitszeit der Mitarbeiter enthalten, was den deutlichen Preisvorteil dieses System relativieren würde.

B.3.1 Konzeption und Aufbau des Messplatzes

In *Abbildung* B.3 ist das Blockdiagramm des verwirklichten Messplatzes dargestellt. Die Kernstücke, nach denen sich die weitere Konzeption des Aufbaus richtete, sind der Eigenbau-Pulsgenerator und das optische Powermeter. Da das Powermeter nicht in der Lage ist, die schnellen Pulse und Pulsfolgen aufzulösen, muss man Zeit-integrierend messen. Zusammen mit der Eigenschaft des Pulsgenerators, die Puls-Breite und -Höhe nur ungefähr auf den eingegebenen Wert einstellen zu können, folgt daraus die Notwendigkeit, die Pulse individuell bezüglich Puls-Breite und -Höhe, sowie -Qualität zu vermessen. Dies erfordert zwingend ein Digitaloszilloskop und einen leistungsfähigen Auswertealgorithmus, der auf einem externen Computer ausgeführt wird. Zur schnellen Befehls- und Datenübermittlung wird der GPIB-Bus eingesetzt. Da das Digitaloszilloskop nur Spannungen mittels BNC-Anschlüssen messen kann, braucht man ein Widerstandsnetzwerk zur elektrischen Analyse, welches mit Hilfe von hochfrequenztauglichen Widerständen die Pulsgrößen als Spannungen darstellen kann, und den Stromkreis an eine 50Ω-Koaxialkabel-Verbindung anpasst. Laserbarren haben sechs Seiten, die in diesem Messplatz alle genutzt werden. Die Ober- und Unterseite dienen der Kontaktierung. Die eine Facette wird zur Bestimmung der absoluten Lichtleistung genutzt, indem das stark divergente Licht mittels eines optischen Aufbaus vollständig auf den (externen) Photodetektor des Powermeters fokussiert wird. Die Emission der Rückseitenfacette kann zur Bestimmung des Elektrolumineszenz-Spektrums genutzt werden. Das Licht wird dazu in eine Singlemode-Glasfaser eingekoppelt und an den bestehenden Lumineszenz-Aufbau weitergeleitet. Um die Platzierung und Kontaktierung der Laserbarren im Bereich der „Laserdioden-Auswahl“ überwachen und die Glasfaser justieren zu können, gibt es zwei senkrecht zueinander angebrachte Mikroskope. Eines blickt auf die Vorderseite des Barrens, das andere schräg von oben auf die Kontaktstreifen. In der Richtung der hinteren Barrenseite verlaufen alle Stütz- und Versorgungs-Elemente, vom Mikroskopstativ bis zur Verkabelung. Das zweite, analoge Oszilloskop dient zur Überwachung des Powermeters.

Im Folgenden werden die Teilblöcke des Messplatzes ausführlich beschrieben.

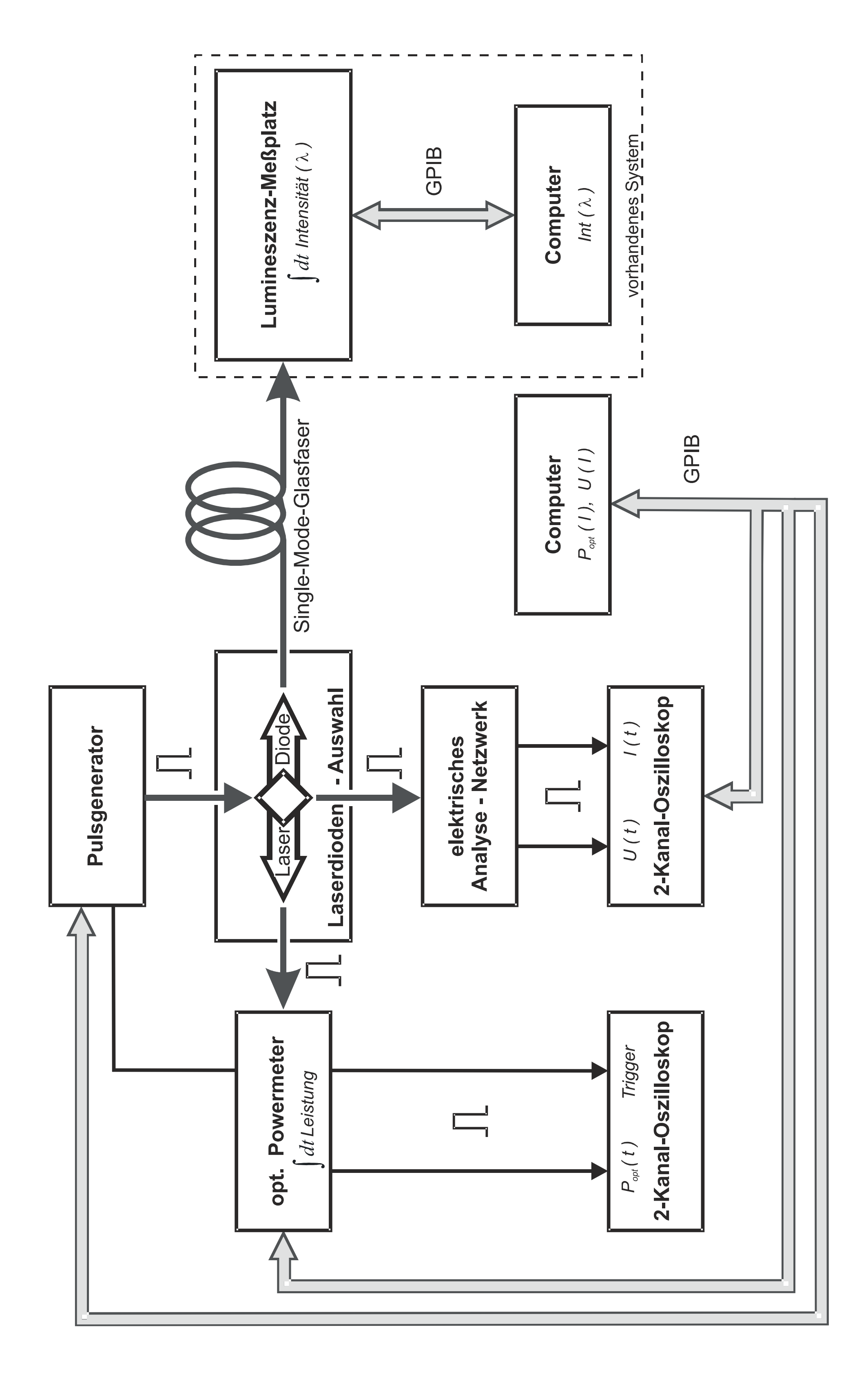


Abbildung B.3: Blockdiagramm des Messplatzes

B.3.2 Pulsgenerator

Der Pulsgenerator „Überrahmen 19, Gerät 05“ ist ein Eigenbau der Elektronikwerkstatt des Fachbereichs Physik der Philipps Universität Marburg. Es handelt sich um eine modular aufgebaute, manuell- oder computersteuerbare *Spannungs*quelle.

Der *modulare* Aufbau von elektronischen Systemen erleichtert der Elektronikwerkstatt die Wartung sowie die Entwicklung neuer Einheiten, die unter Umständen ganz unterschiedliche Aufgaben erfüllen sollen. Sie kann auf bereits vorhandene Funktionsmodule zurückgreifen und muss nicht jede Teileinheit immer wieder neu entwickeln. Die einzelnen Module des Pulsgenerators sind in einem 19 Zoll Einbaurahmen integriert, der die Infrastruktur des Systems zur Verfügung stellt. Mit einem Computer kann man die Quelle über eine RS-232- oder GPIB-Schnittstelle fernsteuern und sie so in ein automatisches Messsystem integrieren. Zudem kann sie als eigenständiges Gerät eingesetzt werden, das manuell über vier Tasten und mittels eines Einstellrades bedient wird. Ein Display erlaubt die Kontrolle der Einstellungen und des Gerätestatus. Die Verwirklichung einer *Stromquelle* mit den geforderten Eigenschaften war nicht mit vertretbarem Aufwand durchführbar. Stattdessen wurde eine *Spannungsquelle* realisiert, die den Einsatz eines Digitaloszilloskops als elektrisches Messsystem erforderte.

Die Pulsquelle besteht aus dem Überrahmen und einer externen Leistungsendstufe. Der Einbaurahmen enthält ein Schaltnetzteil (GNG-04a), welches die Spannungsversorgung aller anderen Komponenten des Pulsgenerators übernimmt. Weiterhin ist ein CPU-Modul (CPU-036) vorhanden, das für die Steuerung der Pulsquelle verantwortlich ist. Der Prozessor des Moduls führt ein Steuerprogramm aus, welches in einem EPROM permanent abgelegt ist. Die RS232-Schnittstelle ist in das CPU-Modul integriert, während die GPIB-Schnittstelle durch ein separates Schnittstellenmodul bereitgestellt wird (IECBA-03). Die drei weiteren Module stellen die eigentliche Leistungspulsquelle dar. Auch hier wird arbeitsteilig verfahren. Der Signal-Generator PGK-01 erzeugt eine Rechteckpulsform der gewünschten Breite, Periode und der einheitlichen Pulshöhe von $5V$ sowie ein Triggersignal (beides TTL-Signale). Die Rechteckpulsform wird dann in der Leistungsendstufe zum niederimpedanten Leistungspuls verstärkt. Die Pulshöhe wird bestimmt durch die ungepulste Eingangsspannung der Leistungsendstufe, die von dem Digital-Analog-Wandler-Modul DAW-07 erzeugt wird. Der einstellbare Spannungsbereich des DAW-07 beginnt bei $2V$ und endet bei $19V$ und entspricht damit dem Akzeptanzbereich der Treiberstufe im Leistungsmodul.

Der Pulsgenerator verfügt über zwei Leistungsendstufen, die für unterschiedliche Einsatzzwecke konzipiert wurden und alternativ eingesetzt werden können: Der Ausgangs-Impuls-Former AIF-02 ist ein im Überrahmen integriertes Modul, dessen Leistungsausgang als 50Ω-BNC-Anschluss ausgelegt ist. Diese Leistungsendstufe ermöglicht die Pulseinspeisung, z.B. in einen Kryostaten oder in eine beliebige 50Ω BNC-verkabelte Messumgebung, ist aber auf ca. $400mA$ Maximal-

strom beschränkt. Die zweite Endstufe ist ein externes Treiber- und Mess-Modul (Pulsformer mit Probenhalter PH-01), welches einen niederohmigen Ausgang aufweist. In das Modul sind neben der Leistungsendstufe noch das Widerstandsnetzwerk zur Messung der elektrischen Größen und die Spitze zur Laserkontaktierung integriert. Dieses Konzept ermöglicht kurze Leitungslängen auf einer Platine und außerdem kurze Kabellängen im Aufbau, weil das Modul nahe am Breitstreifenlaser platziert werden kann. Damit wird die Übermittlung guter Pulsqualitäten von über $4A$ bis ans Bauelement sichergestellt. Aufgrund seiner Leistungsfähigkeit wird dieses Modul standardmäßig für unsere Messung von Laserbarren eingesetzt und wird hier vorrangig beschrieben. Die Leistungsfähigkeit bezieht sich auf den großen, nutzbaren Strombereich für Breitstreifenlaser und weniger auf die elektrische Pulsleistung, die von der Endstufe erbracht wird. Diese liegt zwischen $0,2mW$ und $18,5W$ und ist relativ klein im Vergleich zu kommerziellen 50Ω-Pulsquellen. Beide Leistungsendstufen sind intern ähnlich aufgebaut. Im Wesentlichen bestehen sie aus einem MOSFET-Treiber als Leistungsquelle, der mit Stützkondensatoren und unterschiedlichen Widerstandsanpassungen beschaltet ist. Es wurde kein diskret aufgebauter Leistungstransistor benutzt, sondern der integrierte Baustein TC4422, der eigentlich dazu dient, Leistungs-Feld-Effekt-Transistoren schnell zu schalten. Dazu kann der Baustein extrem schnell große Ströme ($2A$ Dauerstrom, bis zu $9A$ Spitzenstrom) bereitstellen. Diese Fähigkeit wurde direkt ausgenutzt.

Die Leistungsendstufe ist eine nichtideale Spannungsquelle. Die Spannung, die man als Einstellwert vorgibt, wird vom DAW-07 als Eingangsspannung an die Leistungsendstufe angelegt und von dieser je nach Belastung reduziert. Dies hat zur Folge, dass nicht nur die Stromstärke sich nach dem Gesamtwiderstand, mit dem die Quelle beschaltet ist, richtet, sondern dass auch die Spannung eine Funktion des Beschaltungswiderstandes ist. Die eingestellten Spannungswerte sind also nur ein ungefährer Hinweis auf die tatsächliche Spannung oder Stromstärke am Bauelement. Der Strombereich, den man zur Messung ausnutzen kann, ist nicht nur zu großen Strömen hin durch die begrenzten Fähigkeiten der Leistungsendstufe beschränkt, sondern auch zu kleinen Strömen. Der Treiberbaustein benötigt für den ordnungsgemäßen Betrieb eine Mindestspannung, die eine minimale Stromstärke erzeugt. Dies gilt im Übrigen auch für alle kommerziellen Pulsquellen und stellt für manche Messungen ein Problem dar.

In *Abbildung B.4* ist der Arbeitsbereich der Leistungsendstufe PH-01 als schraffierter Bereich angegeben. Die nutzbare Stromstärke ist als Funktion des Lastwiderstandes aufgetragen, wobei der Lastwiderstand hier nur der Widerstand des Bauelementes ist. Die geräteinternen Widerstände (*Shunt*-Widerstand, Kabelimpedanzen und das Potentiometer, dessen Funktion weiter unten erläutert wird) werden nicht betrachtet. Ohmsche Widerstände erzeugen in diesem Diagramm senkrechte Linen. Diodenlaser haben allerdings einen dynamischen Widerstand, der in dieser doppelt logarithmischen Darstellung eine liegende S-Kurve ergibt. Die Kennlinie konvergiert für hohe Ströme gegen den (kleinen) differentiellen

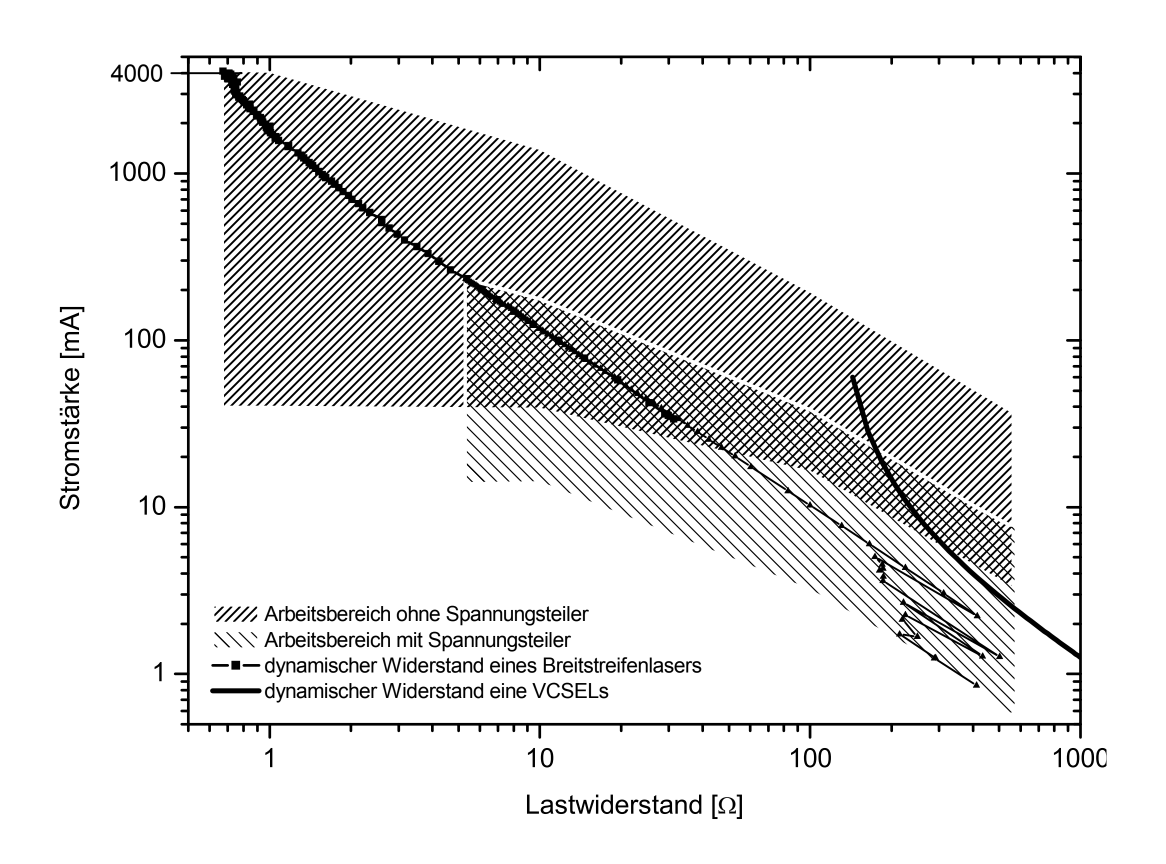


Abbildung B.4: Arbeitsbereich des Pulsgenerators (PH-01)

Widerstand R_D der Diode, für kleine Ströme konvergiert sie gegen $R_0 = U_\vartheta / I_S$ (U_ϑ =Temperaturspannung, I_S =Sperrstrom) [112],[125], der in der Größenordnung von $k\Omega$ liegt. In das Diagramm ist der dynamische Widerstand eines typischen, bei uns prozessierten Breitstreifenlasers eingetragen. Man erkennt, dass in dem dicht schraffierten Bereich ein Breitstreifenlaser zwischen $40mA$ und über $4A$ vermessen werden kann. In diesem Bereich liegt üblicherweise die Schwellstromdichte solcher Laser, so dass man aussagekräftige Kennlinien aufnehmen kann. Der Spitzenstrom von über $4A$ übertrifft dabei nicht nur deutlich die ursprünglichen Forderungen an den Pulsgenerator, sondern auch den Maximalpulsstrom der meisten kommerziellen Pulsquellen. Um den Messbereich auf kleine Ströme auszudehnen, ist ein Spannungsteiler in das Modul integriert. Er reduziert die Ausgangsspannung um den Faktor 4,1 (47Ω zu 15Ω). In der *Abbildung B.4* ist der damit zugängliche Arbeitsbereich hell schraffiert. Man erkennt im Diagramm, dass der vereinte Arbeitsbereich sehr gut die S-förmige Kennlinie des Breitstreifenlasers abdeckt. Die Pulsquelle ist also ideal für die Vermessung dieses Typs Laserdioden geeignet. Der Strom kann etwa über $3\frac{1}{2}$ Größenordnungen, von unter einem Milliampere bis zu über $4A$, variiert und gemessen werden. Aufgrund der Wahl des Shunt-Widerstandes zur Strommessung, sind kleine Ströme in der Größe um $1mA$ nur noch ungenau bestimmbar. Deshalb ist diese Leistungsendstufe mit der gewählten Widerstandkonfiguration nicht sehr gut dazu geeignet, um auch VCSEL zu vermessen. Die (berechnete) Kennlinie eines bei uns abgeschiedenen und bei Infineon Technologies prozessierten VCSELs ist in *Abbildung B.4* zu sehen[20]. Für die Vermessung dieser hochimpedanten Bauelemente sollte man besser das Modul AIF-02 einsetzen. Noch gehört allerdings die standardisierte Vermessung von VCSELn in den „Ausblick“, da die notwendigen Aufbauten zur Kontaktierung fehlen.

Bei einer Variation des Stromes um drei Größenordnungen ändert sich auch der Widerstand eines Breitstreifenlasers um etwa dieselbe Größenordnung. Hohe Pulsqualität setzt aber eine Pulserbeschaltung mit angepasster Impedanz voraus, was offenkundig (insbesondere bei niederimpedanter Beschaltung) nicht über den gesamten Kennlinienbereich möglich ist. Durch den Einsatz eines ohmschen Widerstandes, den man mit dem Laser in Reihe schaltet, kann man die Anpassung für einen bestimmten Kennlinien-Bereich optimieren und erhält dort gute Pulsqualitäten. Ansonsten muss man schlechtere Pulsqualitäten in Kauf nehmen. Um den optimierten Bereich frei einstellen zu können, enthält das PH-01 noch ein Potentiometer, mit dem man einen Widerstand von $0 - 10\Omega$ in Serie zum Laser einstellen kann. Dieser Widerstand reduziert allerdings die maximale Stromstärke. Die Problematik, die aus der prinzipiell vorhandenen schlechten Anpassung des Stromkreises resultiert, wird im Abschnitt Pulsgeneratoründ in der Besprechung des Auswertealgorithmus für Pulsformen diskutiert.

[20] $U_0 = 1,1V$, $R_D = 125\Omega$, beides sind sehr gute elektrische Kenndaten für VCSEL.
$I(R) = \frac{U_0}{R - R_D}$, für $\frac{U_0}{I_0} > R > R_D$.

Neben der Leistungsfähigkeit der Pulsquelle sind die Pulsparameter Pulsbreite, Periode und Pulsqualität wichtig. Diese Parameter werden durch den Signalgenerator PGK-01 vorgegeben und durch die Verstärkungscharakteristik der Leistungsendstufe modifiziert. Der nominelle Einstellbereich des PGK-01 beträgt für die Pulsbreite $41,6ns$ bis $438,4ns$ und für die Pulsperiode $8\mu s$ bis $2039\mu s$. Die Zeitbasis für die Periode wird durch einen Schwingquarz gebildet, der eine gute Konstanz und Übereinstimmung der Periode mit dem Sollwert ermöglicht . Dies hat den Vorteil, dass zur Bestimmung des realen Tastverhältnisses die Periode nicht gemessen werden muss, sondern einfach als nomineller Wert übernommen werden kann. Das reale Tastverhältnis wird zur Berechnung der Lichtleistung verwendet und muss möglichst genau bekannt sein. Die Pulsbreiten, die das PGK-01 liefert, sind zwischen 0,3% und 8% größer als die nominellen Breiten, wobei die relative Abweichung für kurze Pulse am größten ist. Die Anstiegszeiten bzw. Abfallszeiten betragen für alle Pulsbreiten etwa $7ns$ bzw. $5ns$. Diese hervorragenden Flankensteilheiten stellen die Messgrenze unseres Oszilloskops dar. Das Überschwingen der Pulse beträgt maximal 3% und ist in der Regel kleiner als 1%. Das Eingangssignal für die Leistungsendstufe(n) hat also über den gesamten Einstellbereich des PGK-01 eine sehr gute Qualität und weicht in der Pulsbreite höchstens 6ns vom Nominalwert ab. Neben dem Pulssignal erzeugt das PKG-01 noch ein TTL-Triggersignal der Länge $505ns$, das zur Synchronisation des Messplatzes genutzt werden kann.

Die Leistungsendstufe verändert bei der Verstärkung die ideale Rechteckform je nach der Pulshöhe (Stromstärke), der Pulsbreite und der verwendeten Last. Die Konstanz der Periode bleibt dagegen voll erhalten. Eine für die Leistungsendstufe optimale Leistungs-Pulsform erhält man, wenn man als Last ohmsche Widerstände mit kleinen Kapazitäten und (vor allem) mit kleinen Induktivitäten einsetzt (z.B. SMD-Widerstände, die bis zu $10GHz$ übertragen können). In *Abbildung B.5* sind die Strom- und die Spannungs-Wellenformen gezeigt, die an einem 10Ω-SMD-Widerstand mit angepasstem Vorwiderstand gemessen wurden. Die Messung wurde auf dem fertigen Messplatz unter den üblichen Messbedingungen für Breitstreifenlaser durchgeführt und enthält somit schon alle denkbaren Artefakte, die durch Verkabelung und Kontaktieren auftreten können. Man erkennt hochqualitative Rechteckpulse mit Anstiegszeiten bzw. Abfallszeiten von unter $35ns$. Bei einer Pulsbreite von etwa $300ns$ erfüllt die Flankensteilheit das 30%-Kriterium, welches Rechteckpulse für Lasermessplätze erfüllen sollten. Für kürzere Pulsdauern und nicht angepasste Lasten gilt das jedoch nicht immer. Die Pulsplateaus sind flach und frei von Überschwingern, was diesen Pulsgenerator als gut geeignete Pulsquelle für Laserdioden qualifiziert.

Eine besondere Eigenart beider Leistungsendstufen ist allerdings die Veränderung der Pulsbreite. Der große Einstellbereich und die geringe Abweichung von den Soll-Pulsbreiten, die das PKG-01 zur Verfügung stellt, werden von den Endstufen nicht in optimaler Weise reproduziert. So ist besonders die Bereitstellung von Pulsen unter $100ns$ problematisch und führt manchmal zu Fehlfunktionen.

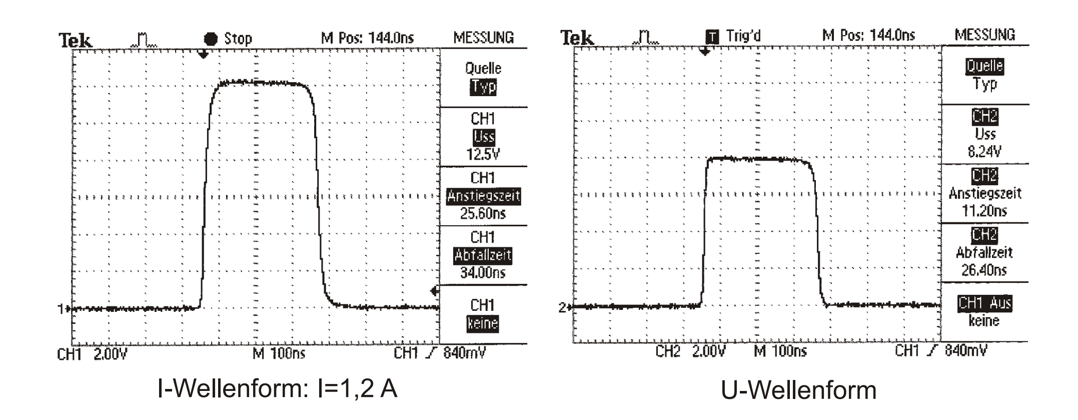


Abbildung B.5: Rechteck-Pulsformen des Pulsgenerators an einer 10Ω-Last (SMD-Widerstand)

Die Einstellung sehr kurzer Pulsbreiten kann, insbesondere wenn das Gerät noch nicht aufgewärmt ist, zu deutlich verlängerten Pulsen und damit evtl. zu Schäden am Laser führen. In *Abbildung B.6* ist die reale Pulsbreite des PH-01 als Funktion der Stromstärke für unterschiedliche nominelle Pulsbreiten dargestellt. Man erkennt generell eine deutliche Verbreiterung der Pulse, die zudem noch stromabhängig ist. Die Kurven sind zudem nicht allgemein für alle Lasten gültig. Jedoch sind sie für Breitstreifenlaser seit mehr als einem Jahr reproduzierbar, was dafür spricht, dass die Leistungsendstufe selbst nicht altert[21]. Die relative Unbestimmtheit der Pulsbreite ist für die Laserbauelemente kein Problem, wie im Abschnitt SSpezifizierungän LIV-Kennlinien gezeigt wird. Sie erfordert aber zwingend die Messung der Pulsbreite für jeden individuellen Schritt der LIV-Kennlinie und stellt eine mögliche Fehlerquelle bei der Bestimmung der Lichtleistung dar.

Der Pulsgenerator verfügt über einen kleinen Befehlsatz, mit dem alle Funktionen sowohl über die Tastatur als auch über die Schnittstellen steuerbar sind. Der Wortlaut und die Syntax der Befehle sind zum Teil von der verwendeten Schnittstelle abhängig und finden sich im Datenblatt aufgelistet. Die Befehle werden im ASCII-Klartext an die Pulsquelle übermittelt und zurückgegeben. Es gibt fünf Steuerbefehle und zwei Statusbefehle. Die Steuerbefehle dienen der Eingabe der Pulsperiode in Mikrosekunden (*rep*), der Pulslänge in Nanosekunden (*dur*), der Pulshöhe in Volt (*hgt*) und schalten die Pulsversorgung ein (*on*) oder aus (*off*). Der Statusbefehl (*iec*)*stat* fragt den Schnittstellenstatus ab und der Befehl (*iec*)*ver* gibt die Versionsnummer der Software (*Firmware*) zurück. Die Abfrage der Versionsnummer wird ausgenutzt, um die Kommunikation des Computers mit

[21] Die Pulsbreitenvariation ist eine individuelle Eigenschaft des verwendeten Leistungstransistors. Die Endstufe AIF-02 produziert z.B. eine andere Kurvenschar und erlaubt Pulsbreiten von unter 100ns, obwohl ein (nominell) baugleicher Transistor eingesetzt wird. Der Leistungstransistor der Endstufe wird oft bis an die Grenzen seiner Spezifikation betrieben und könnte deshalb natürlich auch altern.

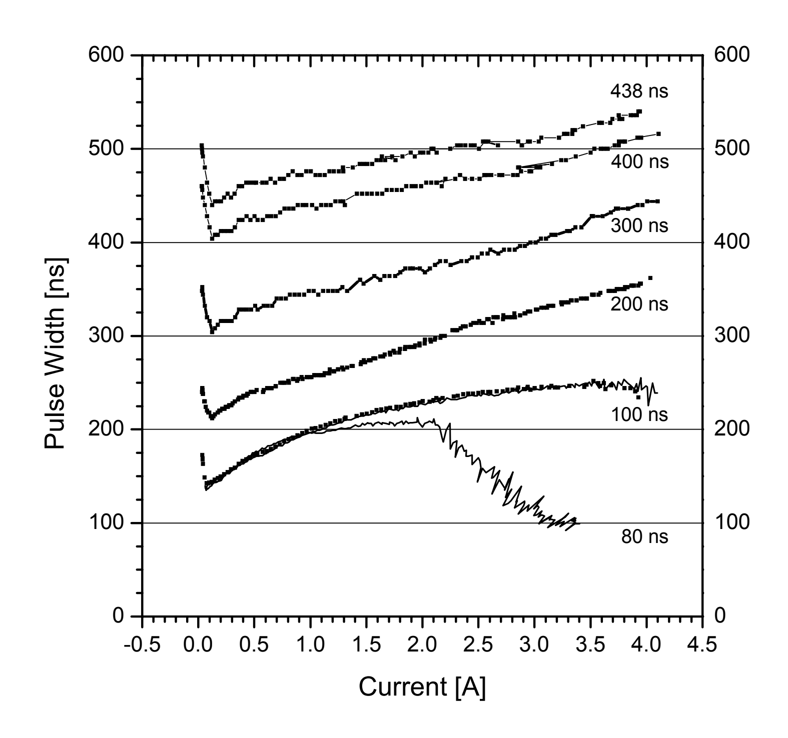


Abbildung B.6: Pulsbreitenvariation des Pulsgenerators als Funktion der Laststroms.

dem Pulsgenerator zu überprüfen. Dieser Befehl gibt (als einziger) eine bekannte Information zurück, während die Steuerbefehle gar keine Rückmeldung produzieren. Die Befehlsübermittlung via GPIB funktioniert beim Pulsgenerator leider nicht immer problemlos. Manchmal werden die Befehle des Steuerprogramms nicht unmittelbar angenommen. Diese Schwierigkeit konnte im Programm dadurch gelöst werden, dass nach jedem an den Pulsgenerator gesendeten Befehl eine Statusüberprüfung des IEC-Busses durchgeführt wird und im Problemfall der Befehl bis zu zehnmal wiederholt wird.

Der Pulsgenerator besitzt noch ein weiteres Funktionsproblem, welches seine ansonsten gute Nutzbarkeit einschränkt. Während der Aufnahme einer LIV-Kurve stürzt das CPU-Modul von Zeit zu Zeit ab. In der ersten *Firmware*-Version führte das zum Abbruch der Messung, was leider öfter vorkam. Die Ursache dieses Problems ist bislang nicht gefunden worden. Vielleicht liegt es in der gemeinsamen Spannungsversorgung und damit in einer Kopplung von CPU und Leistungsendstufe begründet. Das Problem wurde umgangen, indem eine Auto-Reset-Prozedur in die Firmware implementiert wurde. Diese speichert vor jedem Einschalten der Pulse die aktuellen Pulsparameter intern in einem EEPROM und überprüft mittels der „*Watch dog*“-Funktion[22], ob das Programm ordnungsgemäß funktioniert.

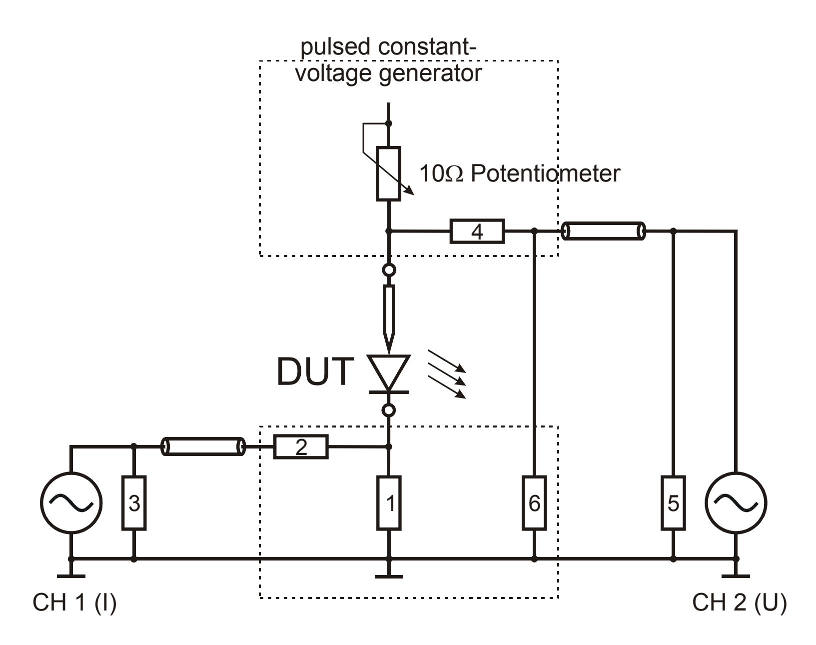
[22]Die *Watch dog*-Funktion ist standardgemäß in CPUs integriert und überwacht mittels des Systemtaktes die Funktionsfähigkeit des laufenden Prozesses. Die Taktschritte werden in einem

Wenn dann ein Fehler (Absturz) registriert wird, wird die CPU zurückgesetzt, neu implementiert und mit den gespeicherten Pulsparametern wieder in Betrieb genommen. Damit wird erreicht, dass die Messung ab dem Absturzpunkt fortgesetzt wird und die bisherigen Daten nicht verworfen werden müssen. Diese *Reset*-Prozedur ermöglicht erst den zuverlässigen, automatisch gesteuerten Einsatz des Pulsgenerators. Die Abstürze der CPU-03b haben nun noch zwei negative Aspekte: Zum einen dauert die Reset-Prozedur mehr als 10 Sekunden und verlängert so die Messdauer. Zum anderen ist der Messpunkt zur Zeit des Absturzes oft fehlerhaft und als Ausreißer in der LIV-Kennlinie sichtbar. Diese Punkte müssen nachträglich manuell entfernt werden (siehe *Abbildung B.12*, „Rohkurve mit Abstürzen"). Außerdem verhindern die Ausreißer ein automatisches Berechnen der Schwellströme, da die lineare Regression fehlgeleitet wird.

Der letzte Gesichtspunkt, der zur Nutzbarkeit des Pulsgenerators angesprochen werden soll, ist der Bauelementschutz. Der wichtigste Schutz empfindlicher Laserdioden ist eine gute Pulsform, die bereits demonstriert wurde, und die Langzeitkonstanz der Pulsgrößen. Um die Stabilität der Spannungs- und Stromstärke-Werte zu überprüfen, wurden an einem Laserbarren in einer halben Stunde 1000 LIV-Messungen mit denselben nominellen Einstellungen durchgeführt. Die Standardabweichung betrug für die *Stromstärke* nur 0,8% des Mittelwertes von $325mA$. Alle Messwerte lagen in einem Intervall von $19mA$. Die Standardabweichung der *Spannungs*werte betrug 1,1% des Mittelwertes von $1,64V$. Das Messwerte-Intervall betrug $0,19V$, und die Pulsbreite hatte eine Standardabweichung von 0,5%. Die Messzeit von 30 Minuten war lang im Vergleich zur Aufnahmezeit typischer LIV-Kennlinien, die nur ein paar Minuten beträgt. In dieser Zeit sind keine groben Ausreißer oder Drift der elektrischen Größen beobachtet worden. Zusammenfassend folgt, dass der Pulsgenerator nicht nur hochwertige Recheckpulsformen produziert, sondern auch, dass diese über einen längeren Zeitraum reproduzierbar und stabil aufrechterhalten werden. Daneben bietet der Pulsgenerator noch einige aktive Sicherheitsvorkehrungen zum Schutze der Laser. Zum einen führt jede Befehlseingabe (außer dem Befehl *„on"*) mit der Tastatur oder über die Schnittstellen dazu, dass der Strom zum Bauelement unterbrochen wird und erst gezielt wieder angestellt werden muss. Dies verhindert z.B. das unbeabsichtigte Hochsetzen der Spannung oder Pulsbreite. Zum anderen werden die Puls-Einstellungen beim Ausschalten des Gerätes auf sichere Grundeinstellungen zurückgesetzt, welche für das Gerät und für Laserdioden unbedenklich sind (*hgt* $3.0V$, *dur* $200ns$, *rep* $100\mu s$). Auch gibt es eine wirksame Transientenunterdrückung, die die Übermittlung von Spannungsspitzen an das Bauelement verhindert.

Alles in allem ist der Pulsgenerator Überrahmen 19, G-05 mit dem externen Leistungsmodul sehr gut geeignet zur Vermessung von Breitstreifenlasern. Seine

internen Zähler aufaddiert und vom Programm in regelmäßigen Zeit-Schritten zurückgesetzt. Ist das Programm abgestürzt, läuft der Zähler über und produziert ein *Watch-dog-Reset*.



R1: Stromstärke-Abgriffwiderstand
1,87 Ω, 3x5,6 Ω parallel
R2: Stromstärke-Anpasswiderstand
51 Ω
R3: Stromstärke-Abschlusswiderstand
50 Ω

R4: Spannungs-Vorwiderstand
470 Ω
R6: Spannungs-Anpasswiderstand
51 Ω
R5: Spannungs-Abschlusswiderstand
50 Ω

In die Spannungsquelle integriert: Spannungsteiler 47 Ω / 15 Ω (*Jumper*)

Abbildung B.7: Elektrisches Messsystem

Leistungsdaten, eine Zusammenstellung der Befehle und der Befehlssyntax sowie einige Bedienungshinweise und auch die Schaltzeichnungen der Module finden sich zusammengefasst im Anhang „Datenblatt des Pulsgenerators“.

B.3.3 Elektrisches Messsystem

Das elektrische Messsystem besteht aus einem Widerstandsnetzwerk, welches in das externe Leistungsverstärker-Modul PH-01 integriert ist, und dem Digitaloszilloskop TDS-220 mit dem Erweiterungsmodul TDS2MM der Firma Tektronix, Inc. Wilsonville USA. In *Abbildung B.7* ist eine Schaltskizze des Widerstandsnetzwerkes zu sehen. Der Strom fließt über das Anpass-Potentiometer $(0 - 10\Omega)$ durch die Kontaktspitze in den Breitstreifenlaser (DUT: *device under test*) und von dort über den *Shunt*-Widerstand ($R1$) auf Erdpotential. Das Bauelement selbst besitzt keinen geerdeten Kontakt, was bei der Konstruktion der Probenauflage berücksichtigt werden musste.

Die Stromstärke wird als Spannungsabfall an dem niederohmigen *Shunt*-Wider-

stand ($R1$) direkt hinter der Laserdiode gemessen. Dies erlaubt die unverfälschte Bestimmung des Strom-Pulses, der durch das Bauelement geht, verhindert aber die Erdung des Lasers. Die Anpassung an die 50Ω-Messumgebung wird durch den Stromstärke-Anpasswiderstand ($R2$) gewährleistet. Das Signal wird über ein Koaxialkabel an den Kanal-1-Eingang des Oszilloskops geleitete. Dort ist das Kabel mit dem 50Ω-Stromstärke-Abschlusswiderstand ($R3$) abgeschlossen, um Signal-Reflektionen am hochohmigen Oszilloskopeingang zu verhindern.

Die Spannung wird über die Diode und den *Shunt*-Widerstand gegen Erdniveau bestimmt. Der Spannungsteiler aus dem Spannungs-Vorwiderstand ($R4$) und dem Spannungs-Anpasswiderstand ($R6$) ist so dimensioniert, dass nur ein kleiner Strom abgezweigt wird, aber ein genügend großes, angepasstes Messsignal am Kanal-2-Eingang des Oszilloskops ankommt. Auch das Spannungs-Signal wird durch ein Koaxialkabel übermittelt, das oszilloskopseitig mit einem Spannungs-Abschlusswiderstand ($R5$) abgeschlossen ist. Die relevanten Pulsgrößen Diodenstrom I_D und Diodenspannung U_D ergeben sich dann aus den Ozilloskop-Messgrößen PH_Ch1 und PH_Ch2 (Pulshöhen/Spannungen des Kanals 1 bzw. 2) gemäß folgender Formeln:

$$\begin{aligned} I_D &= PH_Ch1 \cdot \tfrac{R1+R2+R3}{R1 \cdot R3} \\ &= PH_Ch1 \cdot 1,102\Omega^{-1}, \qquad \text{für die gewählte Konfiguration.} \end{aligned} \tag{B.2}$$

$$\begin{aligned} U_D &= [U_D + U1] - U1 \\ &= k \cdot \left(PH_Ch2 \cdot \tfrac{R4 \cdot R5 + R4 \cdot R6 + R5 \cdot R6}{R5 \cdot R6} - PH_Ch2 \cdot \tfrac{R2+R3}{R3}\right) \\ &= k \cdot (PH_Ch2 \cdot 19,616 - PH_Ch1 \cdot 2,02)\,. \end{aligned} \tag{B.3}$$

k ist dabei ein experimentell bestimmter Korrekturfaktor, der eine Widerstandskalibrierung des Messsystems zulässt. Bei den eingesetzten Messwiderständen handelt es sich um gewöhnliche Metallfilm-Widerstände mit einer Toleranz von 1%. Man darf keinesfalls gewendelte Drahtwiderstände einsetzen, da sie eine große Induktivität besitzen und deshalb nicht hochfrequenztauglich sind. Auch Kohleschichtwiderstände sind wegen ihrer erheblichen Toleranz, ihrem Rauschverhalten und der problematischen Langzeitstabilität für das Messsystem ungeeignet. Die angegebenen Nominalwerte und Genauigkeiten gelten für Gleichstrom oder niederfrequenten Wechselstrom. Inwieweit sie für HF-Anwendungen gültig sind, ist nicht a priori klar[23]. Aus diesem Grunde ist in der Software die Möglichkeit vorgesehen, einen Korrekturfaktor einzugeben. Da man keine einfache Möglichkeit hat, die Stromstärke oder die Spannung unabhängig voneinander

[23] Hauptsächlich die Induktivität und der Skin-Effekt können bei HF-Anwendungen Abweichungen von den Nominalwerten verursachen.

kalibriert bestimmen zu können, haben wir uns darauf beschränkt, den Widerstand kalibriert zu messen. Dazu benutzen wir drei hochfrequenztaugliche SMD-Widerstände mit 10Ω, 100Ω und 560Ω, die eine Toleranz von 1% haben. Von allen Widerständen werden UI-Kennlinien aufgenommen[24], die Steigungen (= Widerstände) bestimmt und die erhaltenen Werte gegen die nominellen Widerstände aufgetragen. Die Steigung der Ausgleichs-Ursprungs-Geraden ergibt dann den Korrekturfaktor, der bei der gewählten Widerstandskonfiguration etwa 3,5% von eins abweicht, was in der (NF-)Fehlertoleranz des Widerstandsnetzwerkes liegt. An dem glatten, linearen Verlauf der UI-Kennlinien über den gesamten Messbereich und der geringen Streuung der Kalibrierkurve ($R = 1$) kann man weiterhin ablesen, dass man mit dem System über einen großen Widerstandbereich zuverlässige Messwerte aufnehmen kann. Der ermittelte Fehler wird (recht willkürlich) ganz dem ungenauer bestimmbaren Spannungswert zugeschlagen, wobei die erhöhte Ungenauigkeit der Spannungsmessung nicht unbedingt aus der Widerstandskonfiguration folgt. Sie ist eher eine Folge der im Allgemeinen schlechteren Qualität der Spannungspulse verglichen mit der der Strompulse. Die Messgrößen PH_Ch1 bzw. PH_Ch2 entnimmt der Auswertealgorithmus den Wellenformen, die dem Rechner vom Oszilloskop übermittelt werden. Bei schlechterer Pulsqualität ist die Auswertung schwieriger und ungenauer, wie in Abschnitt Änzeigefenster und Funktionsweisenoch gezeigt wird.

Die Dimensionierung der Widerstände des Netzwerkes wird durch zwei Faktoren bestimmt. Zum einen erfordert die Anpassung an die BNC-Messumgebung die Wahl der Widerstände $R2$, $R3$, $R5$ und $R6$ zu etwa 50Ω. Zum anderen ergibt sich die Größe der Messwiderstände $R1$ und $R4$ aus dem Messbereichsumfang des Oszilloskops und dem Wertebereich der Stromstärke bzw. der Spannung. Um mit dem Pulsgenerator einen möglichst großen Strombereich zu erreichen, und um eine gute niederimpedante Anpassung hinter dem Breitstreifenlaser zu erhalten, sollte der *Shunt*-Wiederstand möglichst klein bzw. maximal in der Größe des Laser-Widerstandes gewählt werden [116]. Nun folgt aus *Formel* B.2 für $R2 = R3 >> R1$: $I_D \approx PH_Ch1 \cdot \frac{2}{R1}$ (3). Der kleinste Messbereich des Oszilloskops beträgt $2mV/DIV$ bei einem Messumfang von 10 Skalenteilen (DIV). Der Messumfang wird mit 8 Bit digitalisiert, also in 256 Schritten, was bei einer Signalhöhe von einem Skalenteil schon einen Digitalisierungsfehler von fast 8% ergibt. Dazu kommt noch der Fehler aus der DC-Verstärkung, der bis zu ±4% beträgt (Vollausschlag), und bei den kleinen Messbereichen am größten ist.

Um den Messfehler nicht allzu groß werden zu lassen, sollte das Signal mindestens einen Skalenteil hoch sein, womit für die Pulshöhen folgt: PH_Ch1 bzw. $PH_Ch2 > 2mV$ (4). Auf der anderen Seite sollen Ströme bis maximal $5A$ messbar sein und dabei nicht mehr als 6 der 8 sichtbaren Skalenteile des Oszilloskops belegen. Der größte Messbereich beträgt $5V/DIV$, woraus mit (3) und (4)

[24]Durch die Quaderform der SMD-Widerstände kann man sie auf dem Messplatz genau wie Breitstreifenlaser kontaktieren und vermessen. Man misst also unter identischen Bedingungen.

folgt:

$$R1 \leq \frac{2 \cdot 6DIV \cdot 5V/DIV}{5A} = 12\Omega \quad \text{und damit}$$

$$I_{D.\min} = \frac{2mV \cdot 2}{12mV/mA} = 0,33mA.$$

Ein *Shunt*-Widerstand von 12Ω reduziert allerdings den Maximalstrom auf unter $1,5A$ und ist daher für das Messsystem deutlich zu groß. Für das PH-01 wurde ein Widerstand von $1,87\Omega$ gewählt, was einen Maximalstrom von über $4A$ ermöglicht und gleichzeitig die Messung bis hinab zu $2mA$ zuverlässig gestattet. Damit steht für kantenemittierende Laser, insbesondere für Breitstreifenlaser, ein ausreichend dimensionierter Messbereich zur Verfügung.

Die Dimensionierung des Spannungsvorwiderstandes $R4$ ist weit weniger kritisch, weil der interessierende Spannungsbereich nur zwischen $0,2V$ und maximal $20V$ liegt. Damit möglichst wenig Strom an der Verzweigung dem Diodenstrom verloren geht, sollte $R4$ groß gewählt werden. Eine vergleichbare Abschätzung wie oben unter der Randbedingungen $25V > PH_Ch2 > 2mV$ führt zu $R4 < 2,5k\Omega$. Gewählt wurde $R4 = 470\Omega$, was die Signalhöhe und damit die Messgenauigkeit positiv beeinflusst und nur bei hochimpedanten Lasten zu einer merklichen Reduktion des Diodenstroms führt (siehe *Abbildung B.4*).

Die Aufnahme der Wellenformen wird durch das 2-Kanal-Digitaloszilloskop Tektronix TDS-220 durchgeführt. Es hat eine analoge Bandbreite von $100MHz$ und digitalisiert die Wellenformen mit einer Abtastrate von maximal 1Giga-Sample/sec ($\Delta t_{\min} = 1ns$). Die Abtastung umfasst 2500 Punkte, wovon aber nur 320 Punkte wegen der geringen Display-Auflösung dargestellt werden. Über die Schnittstelle ist jedoch der volle Punkteumfang zugänglich. Aus der Abtastrate und Abtastzahl folgt, dass der minimale nützliche Zeitbereich $250ns/DIV$ beträgt, was bei der automatischen Messbereichsauswahl, die das Steuerprogramm durchführt, bedeutsam ist. Wählt man kleinere Zeitbereiche (bis hinunter zu $5ns/DIV$ in 1-, 2,5-, 5-Sequenz), werden die Zwischenwerte interpoliert. Die Messgenauigkeit des Oszilloskops von Zeitintervallen, die in die Genauigkeit der Bestimmung der Lichtleistung über das Tastverhältnis eingeht, beträgt unter typischen LIV-Messbedinungen etwa $1ns$ bis $2ns$ und liegt damit in der Größe von einem Prozent der Pulsbreite. Neben der reinen Ungenauigkeit des Messgerätes wird die Präzision der LIV-Messung wesentlich durch den Auswertealgorithmus bestimmt. Der daraus resultierende Fehler bei der Bestimmung der Pulsbreite ist von den jeweiligen Messparametern und von der Pulsform abhängig und daher nur schwierig abzuschätzen. Dies gilt im Übrigen auch für die Bestimmung der Pulshöhen. Der Gesamtfehler setzt sich dabei aus dem Messfehler des Oszilloskops für jeden (einzelnen) Datenpunkt der Wellenform und dem Fehler bei der Bestimmung der Lage des vollständigen Pulsplateaus durch den Algorithmus zusammen. Die DC-Verstärkungsgenauigkeit des Oszilloskops beträgt für die Messbereiche $2mV/DIV$ bis $5mV/DIV$ $\pm 4\%$ und für $10mV/DIV$ bis $5V/DIV$

±3% des Vollausschlages. Auf die Genauigkeit des Messergebnisses haben die Messbereichseinstellung und damit die im Display sichtbaren Pulshöhen einen erheblichen Einfluss. Das Steuerprogramm sorgt deshalb dafür, dass die minimale Pulshöhe einen Skalenteil nicht unterschreitet, sofern man nicht im kleinsten Messbereich ist, und im Regelfall größer als $2\frac{1}{2}$ Skalenteile ist. Daraus folgt, dass die einzelnen Messpunkte des Pulsplateaus jeweils mit einer Genauigkeit von mindestens 15% bzw. 12% absolut bestimmt werden können. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit kann das Oszilloskop den Mittelwert von 4, 16, 64 oder 128 Wellenformen bilden. Weiterhin wird der Messfehler durch die Integration von etwa 100 Messpunkten des Puls-Plateaus noch reduziert.

Zufällige Messfehler des Systems äußern sich in den ohmschen Kennlinien der SMD-Widerstände als Abweichungen von einer idealen Ursprungsgeraden. Die Analyse der Regressionsparameter (Steigung und Ordinatenabschnitt) und der Streuung der Messpunkte zahlreicher Kennlinien führt zu folgender Fehlerabschätzung des Gesamtsystems: Es gibt einen Spannungsoffset von $50mV$ $\pm100mV$[25], der Widerstand ist auf ±4,5% genau bestimmbar, und die Messpunkte der Kennlinien (10Ω, 100Ω, 560Ω) weisen typische Standardabweichungen von den Regressionsgeraden von etwa +-$\pm50mV$ auf[26]. Dies hat einen variablen prozentualen Fehler der Spannungsmessung zur Folge, der bei kleinen Messwerten größer ist als bei größeren Spannungen. Als Faustregel gilt für Breitstreifenlaser bei $100mA$: $\Delta U_{\max} = \pm17,5\%$, und bei $I_{BSL} = 4A$: $\Delta U_{\max} = \pm10\%$.

Das Oszilloskop verfügt über das Zusatzmodul TDS2MM, welches die Schnittstellen RS232, GPIB und Centronix (Parallele Schnittstelle zum Drucken) zur Verfügung stellt. Außerdem ermöglicht es die automatische Messung von Pulshöhe, Pulsbreite, Anstiegs- und Abfallszeiten sowie die schnelle Fourier Transformation. Anfangs war geplant, die Messfunktionen des TDS2MM für den Lasermessplatz direkt auszunutzen. Doch es zeigte sich schnell, dass die Messalgorithmen, die das Modul benutzt, den unterschiedlichen Pulsformen, die während einer LIV-Messung auftreten, nicht gerecht wurden. Es war quasi nicht möglich, eine vollständige Kennlinie einer (Laser-)Diode aufzunehmen. Außerdem ist die Messung mittels des Moduls ca. zehn Mal langsamer als die computergestützte Messung, bei der das TDS2MM nur als Kommunikationsmodul wirkt und die Wellenformen an den Rechner übermittelt. Für Messungen außerhalb des LIV-Messplatzes sind die Messfunktionen allerdings sehr hilfreich.

Für weitere technische Details, die das Oszilloskop und das Zusatzmodul betreffen, sei auf die Tektronix-Literatur verwiesen [126], [127], [128].

[25] Hierbei handelt es sich um einen systematischen Fehler, der vermutlich aus der schlechteren Pulsqualität des Pulsgenerators bei kleinen Pulshöhen folgt und dem Algorhythmus, der bei schlechten Pulsformen die Pulsspitzen zur Plateaubestimmung bevorzugt.

[26] $SD := \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(y_i-(a+bx_i))^2}{N-2}}$. Hierbei werden die x_i (Ströme) als fehlerfrei angenommen, was obiger Annahme ($\Delta I < \Delta U$) entspricht. (Tatsächlich sind natürlich auch die Strommessungen mit einem Fehler belegt.)

B.3.4 Laserdioden-Auswahl

Unter dem Begriff Laserdioden-Auswahl ist der mechanische und optische Aufbau zusammengefasst, der die Platzierung, die Kontaktierung und den schnellen Probenwechsel der Laserbarren ermöglicht. Neben dieser Baugruppe wird in diesem Kapitel die Konstruktion des Detektorhalters für die optische Leistungsmessung und der Faserhalter für die Elektrolumineszenzmessungen beschrieben. In *Abbildung B.8* ist eine Skizze des Aufbaus gezeigt. Für diesen Teil des Lasermessplatzes gab es kein kommerzielles Vorbild, so dass auch die Laserdioden-Auswahl eine Eigenentwicklung ist. Die benötigten Teile wurden in den feinmechanischen Werkstätten der Fachbereiche Physik bzw. Geologie hergestellt oder bei Thorlabs bzw. Newport eingekauft [129]. Die Laserdioden-Auswahl ist auf die Aufnahme von ungepackten Breitstreifenlaserdioden-Barren spezialisiert. In der vorliegenden Konfiguration können Laser zwischen $500\mu m$ und $2mm$ Länge und beliebiger Substratdicke vermessen werden. Die Konzeption des Aufbaus richtete sich nach der Gehäusekonstruktion des Newport-Detektors 818-IR und dem Wunsch, gleichzeitig beide Facetten des Lasers für optische Messungen nutzen zu können. Für die quantitative Messung der Laser-Lichtleistung muss man (möglichst) das gesamte emittierte Licht einer Facette auf den Detektor bringen. Da ein Kantenemitter stark divergentes Licht emittiert (Halbwertsbreiten bei uns typisch: lateral $< 10°$, transversal ca. $50°$), braucht man entweder einen großen Detektor, den man nahe vor die Facette stellt, oder eine Abbildungsoptik mit großer numerischer Apertur (NA). Der Detektor 818-IR besitzt eine Ge-Diode mit nur $3mm$ Durchmesser, die so tief im Gehäuse eingebaut ist, dass ohne Abbildungsoptik nur ein Teil des Laser-Lichtes detektiert werden könnte. Deshalb benutzen wir ein optisches System aus zwei plankonvexen Linsen, das eine vergrößerte Abbildung der Facette auf der Detektorfläche erzeugt[27]. Man erhält damit einen größeren Arbeitsabstand und eine bessere (gleichmäßigere) Ausleuchtung des Detektors. Die lasernahe, asphärische Geltech-Linse hat eine große NA von 0,68, was einem Akzeptanzwinkel von $\theta = 2 \cdot arcsin(NA) = 85,7°$ entspricht. Das bedeutet, dass bei den vermessenen Breitstreifenlasern mehr als 96% des transversal und 100% des lateral abgestrahlten Lichtes von der Linse eingesammelt werden. Zur Reduktion von Reflektionsverlusten sind beide Linsen für den Bereich von $1050nm$ bis $1550nm$ antireflexbeschichtet. Der Arbeitsabstand der Geltech-Linse beträgt nur etwa $1,5mm$, was eine präzise Justage- und Annäherungs-Mechanik erfordert und außerdem einen engen Aufbau erzwingt. Da gleichzeitig die Rückseitenfacette des Lasers für Elektrolumineszenzmessungen nutzbar sein soll, darf die Barrenauflage nicht viel dicker sein als die Laser lang sind (max. $2mm$, Teil 1.1 in *Abbildung* B.8). Zur Aufnahme des Elektrolumineszenz-Signals benutzen wir eine *Single-Mode*-Glasfaser, mit der das Licht zum Lumineszenz-Messplatz geleitet

[27] Linse 1, Geltech, Thorlabs: Aspäre C330TM-C, $f = 3,1mm$, $D = 5,51mm$, $NA = 0,68$; Linse 2, Thorlabs: Planconvex LA1027, $f = 35mm$, $D = 25,4mm$; Vergrößerung: $M = 35mm/3,1mm = 11,3$.

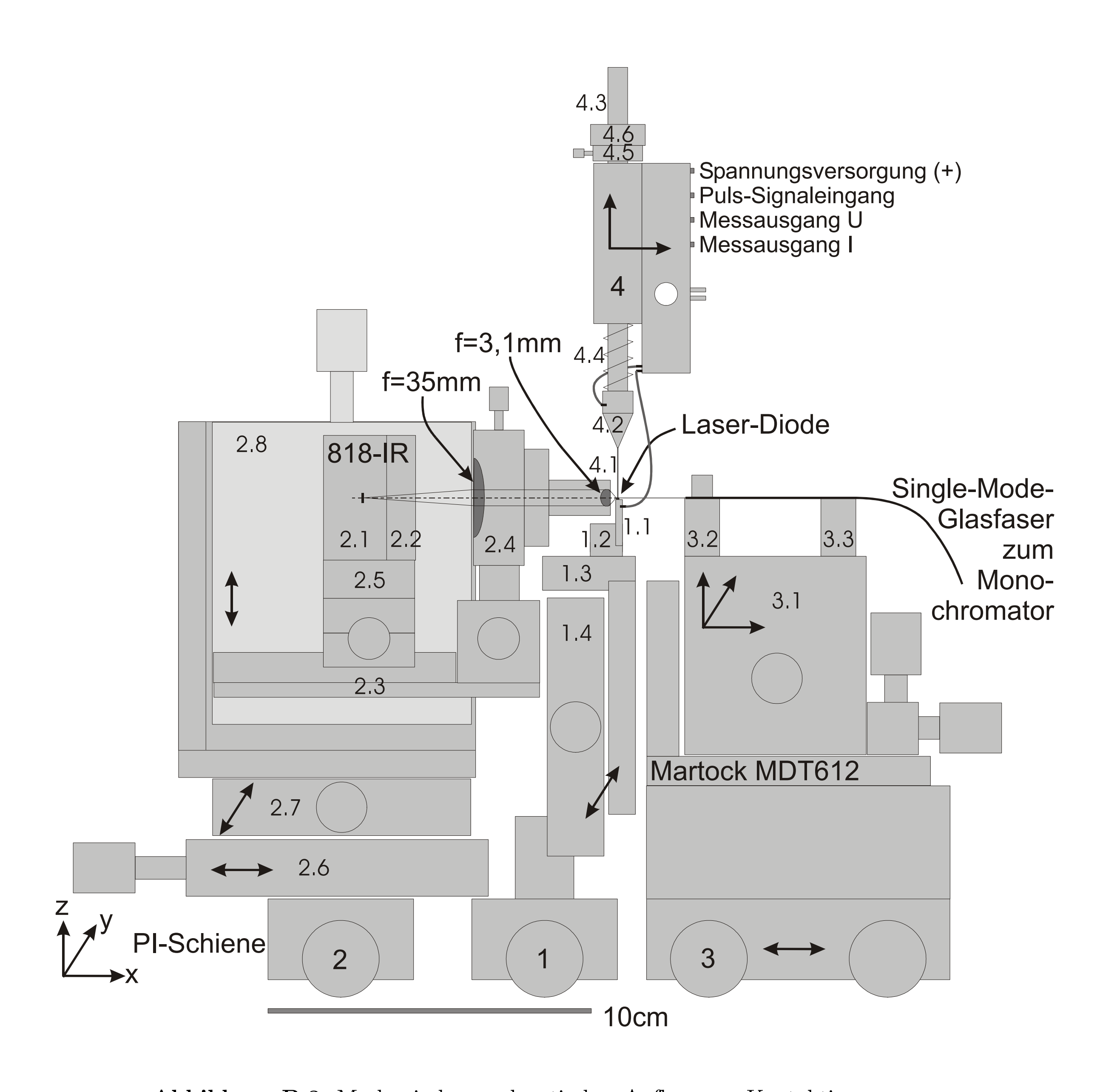


Abbildung B.8: Mechanischer und optischer Aufbau zur Kontaktierung und Vermessung der Laserbarren

wird. Um hochauflösende Spektren unverfälscht über eine Glasfaser aufnehmen zu können, benötigt man Fasern, mit einem Kerndurchmesser $< 10\mu m$ [107], die nur eine transversale Mode tragen können. Fasern mit größeren Kerndurchmessern (bis zu $150\mu m$) erlauben die Ausbildung mehrerer transversaler Moden, die beim Durchgang gemischt werden und damit das Spektrum verfälschen. Dafür sind sie wesentlich einfacher zu justieren. Die verwendete Faser besitzt an einem Ende einen besonderen Linsenschliff, der die direkte Einkopplung des Laserlichtes ohne weitere optische Komponenten ermöglicht. (Üblicherweise benötigt man ein Mikroskopobjektiv zur Einkopplung des Lichtes in eine Singlemode-Glasfaser, was die Komplexität und Enge des Aufbaus erhöht hätte.) Dieses Faserende muss sehr nahe an die Laserfacette gebracht ($< 25\mu m$) und extrem präzise justiert werden (Höhenversatz $< 1\mu m$). Dazu wird der höchst genaue 3D-Verschiebetisch Martock MDT612 (Thorlabs (3.1)) benutzt. Der freie Faserüberstand (von der Faserklemme (3.2) bis zum Faserende) ist auf $20mm$ beschränkt, weil man sonst durch Vibrationen des Faserendes kein stabiles Signal mehr aufnehmen kann. Die Notwendigkeit präziser Justage erfordert auch von den anderen Komponenten, insbesondere von der Barrenauflage und der Laserkontaktierung (4), einen schwingungsarmen Aufbau. Um dies möglichst einfach zu gewährleisten, ist die Laserdioden-Auswahl auf dem schwingungsgedämpften Tisch des Lumineszenzlabors aufgebaut. Die drei Module Barrenauflage (1), Detektorträger (2) und Faserhalter (3) sind auf Reitern aufgesetzt, die kompatibel zum vorhandenen PI-Schienensystem des Labors sind. Auch die anderen Bausteine gewährleisten eine weitgehende Flexibilität und Austauschbarkeit mit den bereits vorhandenen Standardteilen. Um die Beschreibung der Geräte zu vereinfachen, sei zunächst ein Koordinatensystem definiert. Die Richtung der optischen Achse und der Laser(-Streifen) sei die x-Richtung (positiv: nach rechts in *Abbildung B.8*) und entspricht dem Verlauf der PI-Schiene. Die positive z-Achse zeigt nach oben und die positive y-Richtung nach hinten.

Die Barrenauflage (1.1) besteht aus einem 2mm langen (x) und 20mm tiefen (y) Kupferblock, der den großflächigen Unterseitenkontakt für die Laserbarren darstellt (üblicherweise den n-Kontakt), und der elektrisch isoliert auf dem Kunststoffträger (1.2) befestigt ist. Die Laser-*Barren* sind in y-Richtung ausgerichtet, die -*Streifen* in x-Richtung. Der Kupferblock besitzt keine aktive Temperatur-Regelung bzw. -Kontrolle, da in der gewählten 2-Facetten-Mess-Konfiguration zu wenig Platz für ein *Peltier*-Element vorhanden ist. Für Standard-Messungen bei Zimmertemperatur reicht die Cu-Auflage als passive Wärmesenke normalerweise aus, man kann allerdings mit dem Messplatz keine T_0-Bestimmungen vornehmen. Die Auflage ist mit einem $0,2mm$ hohen Randsteg versehen, der die Ausrichtung der Laser-Barren vereinfachen sollte. In der Praxis hat sich der Steg allerdings eher als hinderlich erwiesen. Insbesondere erschwert er die EL-Messung an gedünnten Laserbarren. Eine verbesserte Version dieses Bauteils sollte keinen Steg besitzen, dafür aber eine polierte und vergoldete Auflagefläche für die

Barren[28]. Der Kunststoffträger ist auf der (geerdeten) Auflageplatte (1.3) befestigt, die die Verbindung zum restlichen Modul herstellt. Die gesamte Einheit ist auf einem hochwertigen Lineartisch mit Kugelführung montiert (1.4), der die Verschiebung der Laserbarren in y-Richtung erlaubt bei gleichzeitiger Beibehaltung der x- und z-Lage. Da die Positionen des Detektors und der Kontaktspitze ((4.1) in y-Richtung) gleich bleiben, wird somit der einfache Wechsel von einem Laser(-Streifen) zu einem benachbarten ermöglicht, ohne den optischen Detektor nachjustieren zu müssen. Damit ist es möglich, schnelle Reihenuntersuchungen an Laserbarren durchzuführen, sowie quantitative Neu-Kennlinien von Lasern aufzunehmen.

Die Laser-Streifen (üblicherweise die p-Kontakte) werden mit einer Wolframspitze (4.1) *senkrecht* von oben kontaktiert. Dies behindert auf der einen Seite zwar etwas die Sicht mit der Stereolupe auf die Kontaktfläche, erlaubt aber andererseits die sehr definierte Platzierung und Kraftausübung der Spitze auf den Streifen, ohne den Barren lateral zu verrutschen. Bei vielen Messplätzen werden die Kontaktspitzen schräg aufgesetzt (z.B. Spitzenmessplatz von *Karl Süss PM5*). Wenn man nun eine größere Anpresskraft auf die Spitze ausübt, kann das zur Folge haben, dass die Spitze sich etwas durchbiegt und den Barren lateral verschiebt. Dies kann zum einen den Barren schädigen, zum anderen geht die Justierung verloren. Weiterhin erlaubt das senkrechte Aufsetzen der Kontaktspitze einen großflächigen Kontakt zum Laser. Kommerzielle Sondennadeln sind vorne mit einem definierten Radius abgerundet. Solche Spitzen haben sich in Vorexperimenten als ungeeignet herausgestellt, Ströme von über einem Ampere in das Bauelement zu leiten. Die Laser-Kontakte verbrannten regelmäßig aufgrund der immensen Stromdichten an den kleinen Übergangsflächen. Um die Kontaktfläche zu vergrößern, benutzen wir eine ebene Spitze, die leider nicht kommerziell erhältlich war. Die Kontaktfläche unserer Sondennadel ist etwa $500\mu m$ x $70\mu m$ groß und ist senkrecht zur Nadel ausgerichtet. Die Auflagefläche muss sehr glatt und vor allem ohne Grate sein. (Riefen stören dagegen nicht.) Da Lasermetallisierungen nur ca. $400nm$ dick sind, würden schafkantige Grate, die nur wenige Mikrometer groß sind, das Bauelement beschädigen oder zerstören. Die Sondennadel wurde aus einer handelsüblichen Wolfram-Schweißspitze in Handarbeit durch Herausschleifen der abgeflachten Keil-Form hergestellt. Um die Kontakt-Fläche ausreichend zu glätten, wurde die Spitze dann mit einem eigens dafür hergestellten Halter mittels Diamantpaste poliert. Die Spitze hat sich im Praxiseinsatz hervorragend bewährt. Sie erlaubt die reproduzierbare Kontaktierung von Lasern mit Stromstärken von über 4 Ampere, ohne dass eine Degradation der Laserkontakte beobachtbar wäre. Die Spitze wird über den Spitzenhalter (4.2) kontaktiert. Ein weiches Kabel, welches nur eine geringe Rückstellkraft auf den Spitzenhalter ausübt, geht von dort an einen der beiden Kontaktstifte des PH-01. Der andere

[28] Kupfer läuft mit der Zeit an und verschlechtert den Kontakt. Eine vergoldete Auflagefläche lässt sich leichter reinigen, und Verschmutzungen fallen schneller auf.

Kontaktstift ist über ein Kabel mit der Barrenauflage (1.1) verbunden. Die beiden gleichartigen Kontaktstifte stellen den Leistungsausgang der Endstufe dar (siehe auch *Abbildung B.7*). Durch einfaches Umstecken kann man die Stromrichtung durch das Bauelement umpolen, ohne dass ein hochfrequenztauglicher Schalter in den Pulsgenerator integriert werden musste. Man kann somit sowohl Laser auf p- oder n-Substrat vermessen als auch Messkurven in Sperrrichtung aufnehmen. Damit die Kapazität der stromdurchflossenen Kontaktier-Mechanik möglichst klein bleibt, ist außer der Barrenauflage und der Kontaktspitze nur noch der Spitzenhalter (4.2) aus Metall gefertigt. Er ist an einem Kunststoff-Rundstab (4.3) befestigt, der in z-Richtung leicht verschiebbar im (Messing-)Gehäuse des Moduls (4) eingepasst ist. Eine freie Drehbarkeit des Stabes wird durch die Rückstellkraft des Kontaktdrahtes verhindert. Leichte Winkelkorrekturen sind jedoch möglich.

Durch eine weiche Feder (4.4) wird der Stift nach unten gedrückt und durch den Konterring (4.5) gegen Herausfallen gesichert. Man setzt die Kontaktspitze auf das Bauelement auf, indem man das gesamte Modul (4) über einen Lineartisch mit Schwalbenschwanzführung in z-Richtung nach unten verschiebt. Trifft die Spitze auf das Bauelement, verschiebt sich der Stift im Gehäuse und die Feder (4.3) wird gespannt. Die Auflagekraft der Spitze auf dem Bauelement bestimmt ganz erheblich die Qualität der Kontaktierung: Ist sie zu klein, wird der Laser nicht fest genug auf die Unterlage gedrückt und die Kontakte verbrennen wegen hoher Überganswiderstände. Ist die Auflagekraft zu groß, kann die Spitze das Bauelement beschädigen, z.B. durchbrechen, was insbesondere bei gedünnten GaAs-Lasern leicht passiert. Die Auflagemasse beträgt etwa 80g (inklusive Federvorspannung) und kann durch Auflegen von Gewichtsringen (4.6) noch um einige 10g erhöht werden. Das Modul (4) kann zusätzlich zur z-Richtung noch in x-Richtung mittels eines Lineartisches bewegt werden, was die genaue Platzierung der Spitze auf dem Bauelement ermöglicht. Zur optischen Überwachung der Kontaktierung verfügt der Messplatz über ein Stereomikroskop von Leica Microsystems mit großem Arbeitsabstand (112mm) und bis zu 77facher Vergrößerung sowie einer Kaltlichtlampe mit zwei Schwanenhälsen zur Beleuchtung. Da das Stereomikroskop auch für alternative Zwecke eingesetzt werden soll, z.B. zur Inspektion von Bauelementen oder von Prozessschritten, wurde das hochwertige Leica MZ9,5 mit Fototubus und einer Digitalkamera (Nikon Coolpix 4500) angeschafft. Um den Einsatz des Mikroskops in verschiedenen Labors ohne jeweils größere Umbauten zu ermöglichen, hat die feinmechanische Werkstatt des Fachbereichs Physik zwei Stative gebaut, auf die man den Optikträger einfach und schnell aufsetzen kann. Ein weiteres Mikroskop (10 x 30 Specwell) dient zur Justage der Glasfaser an der Rückseiten-Facette der Laserbarren. Die Faser muss sich genau auf der Höhe der aktiven Zone ($d_{SCH} = 500nm$ (!)) des Lasers befinden und diese Position über die Dauer der Lumineszenzmessung halten. Die Höheneinstellung ist über das von oben blickende Mikroskop nur ungenau beobachtbar, so dass ein weiteres, in y-Richtung blickendes Mikroskop für die Grobjustierung notwendig ist. Zur Feinjustage wird dann das optische Signal, das in die Faser

eingekoppelt wird, optimiert[29].

Die $1,5m$ lange Glasfaser wird mittels einer Faser-Klemme (3.2) und einer Zugentlastung (3.3) auf dem 3D-Verschiebetisch (3.1) befestigt, der die xyz-Positionierung mit einer Empfindlichkeit von $30nm$ (!) bei $2mm$ Maximalverschiebung erlaubt. Trotzdem ist die Einstellung und die Drift der Justage über die Dauer einer PL-Messung (ca. $10min$) zum Teil kritisch. Man kann etwa ein Prozent der Lichtleistung, die eine $100\mu m$ breite Facette emittiert, am Faserende detektieren. Dies reicht im Allgemeinen aus, um auch von schlechten Bauelementen, die nicht lasen, ein hochaufgelöstes Spektrum aufzunehmen. Der Anschluss and den Lumineszenzaufbau wird durch einen handelsüblichen FC-Stecker und durch eine Einkoppel-Optik erreicht. In der kompakten Einkoppel-Baugruppe werden der Faseradapter 818-FA mit dem Adapterkern FP4-Core-IR und FP4-FC der Firma Newport verwendet [107]. Die Faseradapter-Einheit dient auch dem Anschluss der Faser an den IR-Detektor des Powermeters. Sie enthält eine Optik, die den divergenten Lichtstrahl, der aus der Faser austritt ($NA \approx 0,13$) kollimiert. Der kollimierte Lichtstrahl, der eine Divergenz von etwa $0,9°$ bei einem Anfangsdurchmesser von $1,2mm$ hat, durchläuft den *Chopper* und wird mit einer Linse (Thorlabs LA 1134-C, $f = 60mm$) auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Dieser Aufbau ist aufgrund der einfachen und räumlich engen Konstruktion nicht optimal auf den Akzeptanzwinkel des Monochromators angepasst, liefert aber ausreichend aufgelöste Spektren. Die notwendige Justiermechanik für die Faser und die Linse ist noch nicht so stabil aufgebaut, dass man die Faser abnehmen und wieder aufsetzen könnte unter Beibehaltung der Justage. Um die Glasfaser zwischen Powermeter und Monochromator beliebig umsetzen zu können, sollte die Einkoppel-Einheit verbessert werden.

Während das Fasermodul (3) (momentan) nur zur gelegentlichen Aufnahme von Laserspektren eingesetzt wird, ist das Detektormodul (2) das Standard-Messmodul des Aufbaus. Es enthält den zylindrischen Detektor 818-IR (2.1), der wahlweise mit oder ohne 1000er Abschwächer (2.2) verwendet werden kann. Der nutzbare Spektralbereich erstreckt sich von $780nm$ bis $1800nm$ bei einer maximalen Lichtleistung von $2W$ und deckt damit die bisher hergestellten Laser der Arbeitsgruppe ab. Die Abbildungsoptik und der Detektor sind auf einer kleinen Montageplatte (2.3) aufgebaut. Die Geltech-Linse sitzt in einem Mikroskop-kompatiblen Tubus, der fest an einem 2-Achsen-Linsen-Positionierer angebracht ist (2.4). Die zweite Linse sitzt im Positionierer und ist für einen optimalen Strahlengang in y- und z-Richtung justierbar. Diese Einheit ist über einen Stift und

[29] Die Justage über den Monochromator ist im Allgemeinen schwierig, da man die genaue Wellenlänge des Lasers i. A. nicht kennt. Die minimale Auflösung des Monochromators ist selbst bei offenen Spalten noch so gut, dass die gemessene Intensität von der Lage der Moden sehr empfindlich abhängt. Besser ist die Justage über das Powermeter, das keine Wellenlängenselektion vornimmt. Allerdings muss dazu der FC-Stecker der Glasfaser von der Einkoppeloptik umgesetzt werden auf den Faseradapter des Powermeter-Detektors. Das Zurücksetzen führt leider oft zur Dejustierung der Monochromator-Einkopplung.

einen Stifthalter auf der Montageplatte montiert und (einmalig) in der Höhe (z) einstellbar. Der Detektor ist auf einem Mini-Schienensystem (zur einmaligen Justage in x- und y-Richtung verschiebbar) aufgebaut. Damit der Detektor auch außerhalb des Messplatzes ohne Umbau des Moduls (2) benutzbar ist, und um den Abschwächer komfortabel auf- bzw. absetzen zu können, ist der Detektor über eine magnetisch fixierte kinematische Platte (2.5) auf dem Schienenreiter befestigt. Die Platte erlaubt das einfache Abnehmen und wieder Aufsetzen des Detektors unter Beibehaltung der Justage. Nach einmaliger, sorgfältiger Justierung des Strahlengangs wurde die Montageplatte mit dem optischen Aufbau an einer 3D-Verschiebeeinheit befestigt, die aus drei Lineartischen (2.6-2.8) zusammengesetzt ist. Zur Optimierung der Lichtleistung bei einer LIV-Messung wird der optische Aufbau komplett mittels der Lineartische verschoben und am Aufbau selbst im Allgemeinen nichts mehr verändert[30]. Dies verringert erheblich den Justageaufwand und erhöht die Reproduzierbarkeit der Messungen, da nicht an „empfindlichen Schrauben“ gedreht werden muss. Die 3D-Verschiebeeinheit ist schwingungsarm aus hochwertigen Lineartischen mit Schwalbenschwanzführung aufgebaut, weil aufgrund der vergrößernden Abbildung die Positionierung der Einkoppel-Linse vor der Laserfacette präzise und stabil durchgeführt werden muss.

Der Aufbau der Module hat sich in der Messpraxis gut bewährt. Sie erlauben den zügigen Probenwechsel, die Kontaktierung ohne die Barren zu beschädigen und die schnelle, reproduzierbare Justage des optischen Systems zur Leistungsmessung. Noch nicht optimal gelöst ist die x-, bzw. z-Verstellung des Spitzenhalter-Moduls (4). Zum einen sind die Stellschrauben der Lineartische etwas unhandlich zu bedienen, weil sie hinter dem Modul liegen. Zum anderen ist die Rückstellfeder des z-Lineartisches zu schwach, um das Modul in positive z-Richtung zu bewegen, wenn man die Mikrometerschraube dreht. Man muss dann etwas mit der Hand nachhelfen.

B.3.5 Powermeter

Die kalibrierte Messung hochfrequenter Spannungspulse ist im Allgemeinen kein Problem, weil eine große Auswahl geeigneter Messgeräte am Markt kommer-ziell verfügbar ist. Dies gilt für kalibrierte Messungen gepulster Lichtquellen leider nicht. Man kann sich zwar relativ einfach ein Messsystem aus Photodiode, Verstärker und Spannungsmessgerät aufbauen, jedoch bleibt die Kalibrierung der Photodiode, die die Lichtleistung zum Photostrom in Beziehung setzt, eine Herausforderung. Zum einen ist die Empfindlichkeit von Photodioden wellenlängenabhängig. Man muss also eine Kalibrierung für alle interessierenden Wellenlän-

[30]Man kann zur Optimierung noch den 2-Achsen-Positionierer benutzen, was sich in der Praxis allerdings als nicht notwendig erwiesen hat. Die ca. $100\mu m$ bis $150\mu m \cdot 1\mu m$ bis $2\mu m$ große Licht emittierende Facette wird 12-mal vergrößert auf den $3mm$ großen Detektor abgebildet. Das Abbild der Facette ist also kleiner als $2mm$, und daher ist die Justage unkritisch.

gen durchführen, was nur möglich ist, wenn man einen geeigneten Vergleichs-Standard hat. Zum anderen ist die Empfindlichkeit von Photodioden temperaturabhängig. So ändert sich z.B. die Empfindlichkeit von Si-Photodioden bei einer Temperaturänderung von $5°C$ um bis zu 10% [107]. Außerdem ist diese Änderung auch noch wellenlängenabhängig. Da wir keine Möglichkeit hatten, ein eigenes Photodioden-Messsystem zu kalibrieren, entschieden wir uns für den Kauf des Newport-Powermeters 1835-C mit den Detektoren 818-IR und 818-ST [107], [108], [109]. Das 1835-C erlaubt mit dem Silizium-Detektor 818-ST die kalibrierte Messung der Lichtleistung von $400nm$ bis $1100nm$ bis maximal $2mW$ Lichtleistung ohne Abschwächer und bis zu $2W$ mit Abschwächer. Mit dem Germanium-Detektor 818-IR kann man im Bereich von $780nm$ bis $1800nm$ die Lichtleistung ohne Abschwächer von $100pW$ bis zu $3mW$ und mit Abschwächer bis zu $2W$ messen. Da wir an der Untersuchung von Infrarot-Lasern interessiert sind, wurde die Konstruktion der Laserdioden-Auswahl an das Gehäuse des 818-IR angepasst, das leider nicht kompatibel zum Gehäuse des 818-ST ist. Das 1835-C ist ein sehr flexibel einsetzbares Lichtleistungsmessgerät, das neben der Messung des Niederleistungsbereichs von $100fW$ bis $2W$ mit Halbleiterdetektoren auch Hochleistungsmessungen mit thermophilen Detektoren bis zu $300W$ sowie Energiemessungen mit pyroelektrischen Detektoren von $35nJ$ bis $1J$ ermöglicht. Damit ist es über den Einsatz im LIV-Messplatz hinaus flexibel im Lumineszenzlabor verwendbar.

Die maximale Präzision einer gepulsten Lichtleistungsmessung kann man erreichen, wenn man mittels *Boxcar*- oder *Sample-and-hold*-System den Plateauwert des gepulsten Photostroms misst. Damit diese Methode allerdings richtige Ergebnisse ergibt, müssen einige Bedingungen erfüllt sein. Der rechteckige Strompuls der Puls-Stromquelle muss quasi instantan in dem Breitstreifenlaser ein rechteckiges Lichtleistungssignal erzeugen, welches von einer sehr schnellen Photodiode als rechteckiger Photostrompuls detektiert wird. Es muss einen zeitlichen Überlapp der *gesättigten* Pulsplateaus des Eingansstrompulses und des Photostrompulses geben, um sicher zu gehen, das der Messwert die reale Lichtleistung nicht unterschätzt. Dazu sind sehr schnelle Anstiegszeiten im Bereich von einigen 10ns des Photodiode-Verstärker-Systems notwendig. Sind die Anstiegszeiten vergleichbar mit der halben Pulsdauer, so erreicht das System nicht die Sättigung und die Messwerte fallen prinzipiell zu klein aus. Die Anstiegszeiten des 818-IR liegen im Bereich von $2\mu s$ [107, S.146] und sind damit viel zu lange, um die Pulshöhen direkt auszumessen. Daraus ergibt sich zwangsläufig die Forderung nach einer zeitintegrierenden Messung, die im Vergleich zur beschriebenen Methode einige Nachteile aufweist, dafür aber experimentell einfacher zu verwirklichen und durchzuführen ist. Wenn man eine einfache DC-Durchschnittsmessung durchführt, so muss der Messbereich des Powermeters so eingestellt sein, dass das gemittelte Signal vernünftig messbar ist, also nicht zu klein ausfällt, aber gleichzeitig die Pulsspitzen das Detektor-Verstärker-System nicht in die Sättigung treiben. Nimmt man (vereinfachend) an, dass die maximal erlaubte Pulshö-

he der Lichtleistung der maximalen Durchschnittsleistung in jedem Messbereich entspricht und der gemittelte Wert sich dann als das Produkt des Tastverhältnisses mit der Pulshöhe ergibt, so folgt für typische Tastverhältnisse von unter einem Prozent, dass man nur sehr kleine Messwerte im Vergleich zum Messbereich bekommt. Um auf diese Weise überhaupt vernünftige Messwerte erhalten zu können, braucht man ein hochwertiges Powermeter mit sehr hoher Messgenauigkeit. Das 1835-C hat eine hervorragende typische Genauigkeit von 0,05% auf den Vollausschlag bei der DC-Photostrommessung [108], was die für den Messplatz geforderte Messgenauigkeit von unter 10% ermöglicht. Die zeitintegrierende Messung von sehr schnellen Pulsen mittels eines digitalen Powermeters birgt noch einige verborgene Hürden, die man gezielt betrachten muss, um mögliche Fehler auszuschließen. Der kurze Lichtpuls des Lasers trifft auf den langsamen Detektor und deponiert in diesem durch den photoelektrischen Effekt eine Ladungsmenge, die zur Photonenzahl (und damit der Lichtleistung bei bekannter Wellenlänge) proportional ist. Diese Ladung fließt als Photostrom ab und wird über einen Transimpedanzverstärker in eine Spannung umgewandelt, die zum Photostrom proportional ist. Diese Spannung wird verstärkt und in einem „*Voltage-Buffer*“ gespeichert, damit sie von den (langsamen) AD-Wandlern digitalisiert werden kann. Das Detektor-Verstärker-AD-Wandler-System muss aufeinander abgestimmt sein, damit die integrale Information erhalten bleibt. Die Messung der sehr schnellen Pulse im DC-Modus entspricht nicht den Spezifikationen des 1835-C, doch nach Auskunft von Newport ist die *kalibrierte* Messung unter den oben genannten Randbedingungen trotzdem möglich (es wurde diesbezüglich extra bei Newport USA, Technische Abteilung angefragt). Die Pulsverbreiterung, die sich aufgrund großer Kapazitäten oder langsamer Verstärker ergibt, ist nicht hinderlich für die Messgenauigkeit, sondern verbessert sie noch. Die Pulse werden durch das langsame Detektor-Verstärker-System nämlich stark verbreitert und erniedrigt. Damit ergeben sich ein größeres Tastverhältnis und die Möglichkeit einen kleineren Messbereich (= größere Verstärkung) auszuwählen und damit das Verhältnis vom maximalen gemittelten Signal zum Messbereich zu verbessern[31]. Insbesondere bei den kleinen Messbereichen ergeben sich Pulsbreiten (die Pulse sind dann natürlich nicht mehr rechteckig) von etlichen zehn Mikrosekunden (!), die bei größeren Messbereichen deutlich kürzer werden.

Die Diskrepanz zwischen dem maximalen gemittelten Signal und der Größe des Messbereiches hat neben der reduzierten Genauigkeit der Messwerte noch einen weiteren negativen Effekt: Die automatische Messbereichseinstellung des Powermeters funktioniert nicht vernünftig, d.h. vor der automatischen Umschaltung in einen größeren Bereich befindet sich die Detektor-Verstärker-Einheit oft

[31] Das „maximale gemittelte Signal“ ist der maximale Durchschnittswert, den man mit sehr kurz gepulsten Lichtsignalen erhalten kann, ohne dass die individuellen Pulse das Detektor-Verstärker-System in die Sättigung treiben. Die Größe dieses gemittelten Signals hängt natürlich wesentlich von den verwendeten Pulsparametern, der Detektorgeschwindigkeit und der Verstärker-Einstellungen ab.

schon in der Sättigung. Da üblicherweise bei einer LIV-Kennlinie mehrere Messbereiche durchlaufen werden, muss man die Messbereichseinstellung manuell (mittels des Programms) durchführen. Aus diesem Grunde benutzten wir ein zweites Oszilloskop, das an dem Analog-Ausgang des Powermeters angeschlossen ist. Es zeigt das verstärkte Rohsignal, das dem AD-Wandler zur Verfügung steht. An der Größe des Signals und der Signalform kann man die Umschaltbedingung ablesen. Leider war uns die Problematik bei der Messplatzkonzeption nicht bewusst, so dass keine automatisierte Messbereichsumschaltung vorgesehen wurde. Dies hat den Nachteil, dass man während der Aufnahme einer LIV-Kennlinie bei dem Messplatz bleiben und manuell eingreifen muss[32].

Ein anderer Nachteil der integralen Lichtleistungsmessung resultiert aus der Tatsache, dass man das gesamte Rauschen und den (temperaturabhängigen) Dunkelstrom zwischen den Lichtpulsen aufsummiert. Um dieses Problem zu minimieren, besitzt das 1835-C eine Funktion, die ein Null-Signal (= Messwert ohne Laser-Signal) von den Messwerten abzieht. Wenn im Programm diese Funktion ausgewählt ist, wird alle 20 Messpunkte diese Nullpunktskorrektur durchgeführt, um eine Drift zu verhindern oder um geändertes Umgebungslicht auszugleichen. Die Erfahrung hat gezeigt, dass sich die Kennlinien, die mit oder ohne Korrektur aufgenommen wurden, nur wenig unterscheiden. Dies liegt vermutlich an den sehr rauscharmen, hochwertigen Detektor und Verstärkern.

Jede zeitintegrierende Messung, die die Struktur des gesamten Photostrompulses aufnimmt, hat den prinzipiellen Nachteil, sich nicht auf die wohldefinierten, ebenen Pulsplateaus beschränken zu können. Man misst die gesamte Lichtleistung, auch die Anteile, die aus den Überschwingern und den endlichen Anstiegs- bzw. Abfallszeiten der Strompulse resultieren. Wegen der nichtlinearen Kennlinie ist nun nicht klar, welchen quantitativen Einfluss die nichtidealen Anteile der Strompulse auf das optische Leistungsintegral haben. Die Zuordnung der elektrischen Pulsgrößen zur optischen Durchschnittsleistung hängt dann wesentlich von der Art der Mittelung über die „Nicht-Idealitäten“ der elektrischen Pulsformen ab. Aus dieser Unsicherheit resultiert, meiner Meinung nach, der größte Fehler bei zeitintegrierenden Messungen.

Das Powermeter verfügt (ohne Einbeziehung des Abschwächers) über einen sehr großen Dynamikbereich von sieben Größenordnungen, der bei den gepultsten Messungen trotz der Verwendung kleiner Tastverhältnisse noch etwa drei bis vier Größenordnungen Nutzsignal ermöglicht. Dieser Bereich ist durch die Verwendung des Abschwächers noch einmal um 3 Größenordnungen erweiterbar, so dass für gepulste Lasermessungen ein maximaler Dynamikumfang von 6 bis 7 Größenordnungen zur Verfügung steht. Dies ist für einen Lasermessplatz ungewöhnlich viel. Man kann mit dem Messplatz Kennlinien bis über ein Watt Pulsleistung von Hochleistungslasern aufnehmen aber auch schlechte Bauelemente un-

[32] Leider haben wir nur ein analoges Oszilloskop zur Verfügung (Hameg HM1005_4, $100MHz$), das mangels Schnittstelle die Automatisierung nicht ermöglicht.

tersuchen, die kaum Licht emittieren (bis unter einem Mikrowatt Pulsleistung). Damit erweist sich das Powermeter für unsere Zwecke als sehr gut geeignet. Ein Vergleich von Messungen, die mit bzw. ohne Abschwächer durchgeführt wurden, zeigt, dass man ohne Abschwächer nur bis etwa $10mW$ optischer Puls-Leistung korrekte Messwerte erhält (für die Standardparamter $dur = 200ns$, $per = 100\mu s$). Ab diesem Wert setzen je nach Parameterwahl mit einen breitem, kontinuierlichen Übergangsbereich Sättigungseffekte ein. Da die Laser zum Teil bis über $1W$ Pulsleistung emittieren und im Regelfall bis über $100mW$ optischer Leistung vermessen werden, ist üblicherweise die Verwendung des Abschwächers notwendig. Mit dem Abschwächer kann man zuverlässige Messwerte bis hinunter zu etwa $0,1mW$ aufnehmen, also deutlich unterhalb der typischen Schwellleistung (ca. $0,3mW$-$0,4mW$). Deshalb ist es im Allgemeinen nicht notwendig, zusätzlich noch einen Teil der Kennlinie ohne Abschwächer auszumessen. Für den optischen Lichtleistungsbereich, den man sowohl mit als auch ohne Abschwächer vernünftig messen kann, ergeben sich Abweichungen von unter 5%. Bei diesen Messungen unterscheidet sich die auf den Detektor treffende Leistung um drei Größenordnungen, jedoch führt sie im Wesentlichen zu gleichen Ergebnissen. Dies ist ein Hinweis auf die Zuverlässigkeit der Resultate.

In den Messfehler gehen noch die Detektor-Genauigkeit von 3% und die Genauigkeit der Pulsbreitenbestimmung ein. Das 1835-C bietet zur Erhöhung der Genauigkeit die Möglichkeit an, jeweils 10 Messungen (digital) zu mitteln. Eine Analyse des absoluten Messfehlers des Systems ist ausgesprochen schwierig, da man keinen objektiven Vergleichsmaßstab hat. Im Abschnitt SSpezifizierung"wird versucht, eine quantitative Aussage zur Genauigkeit zu machen, unter anderem durch vergleichende Messungen an denselben Breitstreifen-Lasern bei Infineon Technologies und bei uns.

Die Bestimmung der Lichtleistung in einem gepulsten LIV-Messplatz ist durch den Einsatz einer zeitintegrierenden Methode prinzipiell mit einer höheren Unsicherheit der Messwerte verbunden als bei einer direkten, gepulsten Messung. Durch den Einsatz des Newport Powermeters 1835-C bleibt der Fehler allerdings begrenzt. Dieses Gerät ermöglicht überhaupt erst die kalibrierte Messung von Lichtleistungen über einen großen Wellenlängenbereich und eröffnet durch seine immense Dynamik ein sehr großes untersuchbares Leistungsfenster für Laserbauelemente. Damit eignet sich das System sehr gut für Forschungsanwendungen, bei denen es eher um einen großen zugänglichen Parameterbereich geht als um eine hochpräzise Messgenauigkeit oder um eine optimierte Messgeschwindigkeit.

B.3.6 Computer, Programm und Systemintegration

Wenn man den Pulsgenerator als das Herz des LIV-Messplatzes ansieht, dann stellt der Computer das Gehirn dar. Die Integration der bisher besprochenen Teilbereiche zu einem funktionierenden *System* setzt die Steuerung durch einen Computer voraus, der mit den externen Geräten kommunizieren kann. Die Kom-

munikation findet sternförmig mit dem Rechner über IEC-Bus (GPIB 488.2) statt [127, S.25]. Als Schnittstellenkarte wird eine alte 8 Bit-ISA-Karte HP-IB 82335 verwendet[33]. Der Steuerrechner ist ein PC mit AMD K6 300MHz-Prozessor, $3,2GByte$ Festplatte und $64MByte$ Arbeitsspeicher, der noch ISA-Slots besitzt aber dennoch schnell genug ist, um auch komplexere Algorithmen zügig abarbeiten zu können. Als Betriebssystem kommt *Windows 98 SE©* zum Einsatz, das eine moderne und komfortable Arbeits- und Programmier-Umgebung bietet und mit der (alten) HP-Software für die Schnittstellenkarte kompatibel ist[34]. Die Karte wird von dem Steuerprogramm nicht direkt angesprochen sondern über das *HP-IB-DDE-Server-Programm*, das die Software-Kommunikation mit anderen Windows-Programmen über DDE[35] ermöglicht (siehe *Abbildung B.9*). Der Vorteil dieser Software-Schachtelung ist, dass man sich um die Bus- und Karten-spezifischen Details, die für eine Hardware-nahe Programmierung unabdingbar sind, nicht zu kümmern braucht. Sie werden von dem HP-IB-DDE-Server automatisch berücksichtigt. Man kann mit einem übersichtlichen Befehlssatz die Karte und die nachgeschalteten Geräte ansprechen, zum einen über ein externes Programm via DDE (z.B. mit unserem Steuerprogramm), zum anderen, für Testzwecke, durch direkte Befehlseingabe in das „interaktive HP-IB"-Programm. Zunächst war geplant, die Programmierung in LabView durchzuführen [132], da es sich hierbei um eine weit verbreitete, schnell zu erlernende Programmiersprache handelt, die besonders für Mess- und Steueranwendungen geeignet ist. LabView erlaubt im Allgemeinen ein sehr zügiges Programmieren, da viele Messgeräte spezielle Treiber dafür mitbringen und die Sprache alle benötigten Bausteine zur Gerätesteuerung, Datenaufnahme und Darstellung von Hause aus mitbringt. Das Oszilloskop und das Powermeter wurden mit LabView-Treibern ausgeliefert. Allerdings ist für den Selbstbau-Pulsgenerator (natürlich) kein Treiber vorhanden. Auch war nicht klar, ob die alte GPIB-Schnittstellenkarte HP-82335 in ein LabView-Programm eingebunden werden kann. Deshalb haben wir die Entscheidung gefällt, das Programm in einer Standard-Programmiersprache zu erstellen, die den elementaren Zugriff auf alle Funktionen aller beteiligten Geräte erlaubt, und trotzdem komfortabel und Windows-kompatibel ist. Da ich bis dahin nur Grundkenntnisse in Turbo Pascal hatte, fiel die Entscheidung auf die Program-

[33] Es handelt sich dabei um eine ältere Karte aus dem Jahr 1992, die in unserer Arbeitsgruppe schon vorhanden war, und aus Kostengründen nicht durch eine modernere ersetzt wurde. Die Funktion ist dadurch aber nicht eingeschränkt. Lediglich die Treiberversorgung ist problematisch, da der Support für diese Karte eingestellt wurde.

[34] Die Software ist für Windows 3.1 geschrieben und nicht mehr unter Windows NT oder neuer einsetzbar.

[35] DDE: Dynamischer Datenaustausch (*Dynamic Data Exchange*)

Eine Form der Interprozesskommunikation (*Interprocess Communication*, IPC), die in allen Versionen der Betriebssystemfamilie Microsoft Windows implementiert ist. Zwei oder mehrere Programme, die den dynamischen Datenaustausch (*Dynamic Data Exchange*, DDE) unterstützen, können untereinander Daten und Befehle austauschen. [Hilfe und Supportcenter, Windows XP]

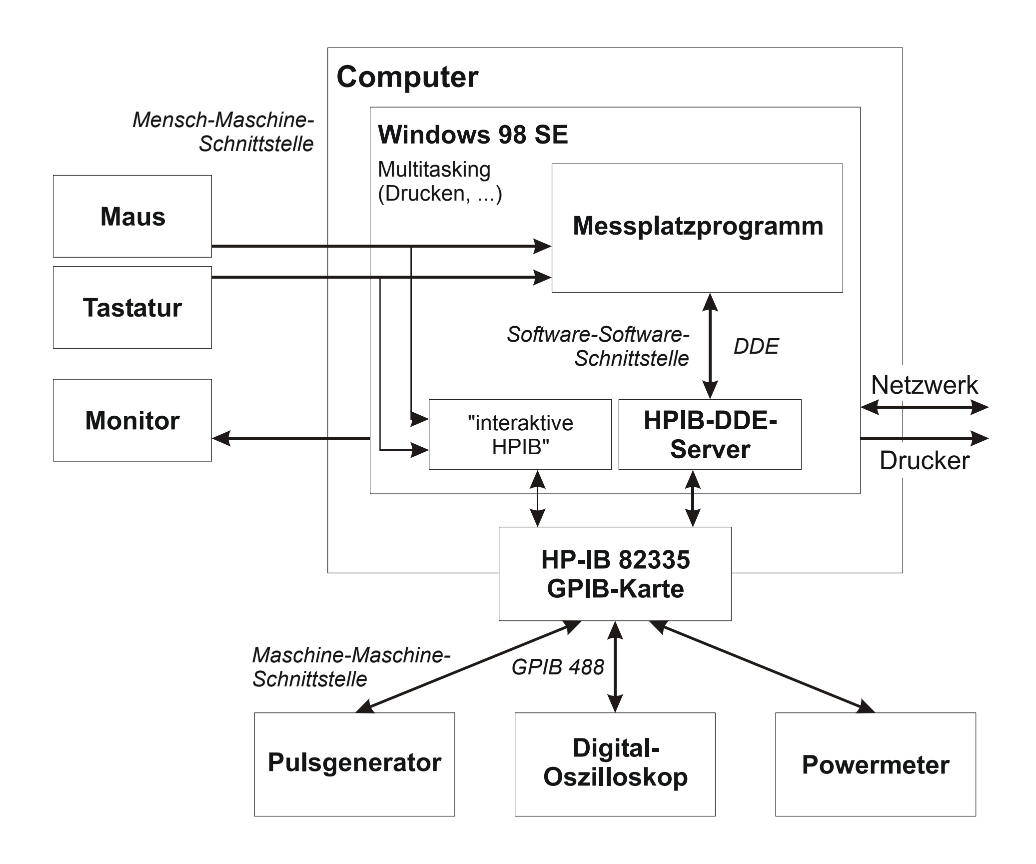


Abbildung B.9: Systemintegration: Hard- und Softwareumgebung

miersprache *Borland* ***Delphi*** *4*© [133], [135], [134].

Das Steuerprogramm hat mehrere Aufgaben zur erfüllen. Erstens stellt es eine komfortable Benutzeroberfläche zur Verfügung, die mit Maus und Tastatur bedient werden kann. Die Start-Oberfläche (siehe *Abbildung B.10*) erlaubt die Eingabe der Messparameter mit gleichzeitiger Gültigkeitsüberprüfung. Wird eine Einstellung außerhalb des erlaubten Bereiches gewählt, wird man darauf hingewiesen bzw. die Einstellung wird bei Nichtbeachtung auf den letzten gültigen Wert zurückgesetzt. Neben den reinen Messparametern können auch viele Gerätefunktionen über die Software-Oberfläche manuell gesteuert werden. Die Benutzeroberfläche dient auch zum Anzeigen des Verbindungs- und des Mess-Status. Weiterhin werden der Dateiname, unter dem die Resultate abgelegt werden, der Messmodus und die Start- bzw. die (Not-)Stop-Anweisung für die Messung von dieser Oberfläche aus eingegeben bzw. veranlasst.

Die zweite Aufgabe ist die Durchführung der Messung. Diese Aufgabe übernimmt eine Messprozedur, die mit dem Befehl (*Button*) „Messung starten" ausgelöst wird. Im momentanen Entwicklungsstadium des LIV-Systems werden die Messungen halbautomatisch durchgeführt, d.h. der Nutzer muss an einigen, wenigen Stellen manuell eingreifen . Zur *automatischen* Messdurchführung gehören auf

der einen Seite die synchronisierten Auslösungen von Aktionen des Pulsgenerators, des Powermeters und des Oszilloskops: Sukzessive für jeden LIV-Messpunkt werden die Geräte veranlasst, eine definierte Spannung anzulegen bzw. die elektrischen und optischen Rohdaten aufzunehmen und an den Rechner zu übermitteln. Auf der anderen Seite müssen mittels eines Auswertealgorithmus aus den Rohdaten physikalisch sinnvolle LIV-Nutzdaten gewonnen werden. Beide Teilbereiche sind im Programm miteinander verwoben, weil die Ergebnisse des Algorithmus genutzt werden, um die Geräte zu steuern, z.B. um die Messbereiche optimal einzustellen. Die Programmteile sind, obwohl die Aufgabenstellung zunächst recht einfach aussieht, sehr komplex ausgefallen. Der Geräte-steuerende Anteil ist Hardware-nah geschrieben und auf die anzusteuernden Geräte spezialisiert. Dabei musste insbesondere auf das richtige Timing und die zuverlässige Befehlsausführung geachtet werden. Eine kommentierte Version der Messprozedur findet sich im Anhang; im weiteren Verlauf dieses Kapitels soll nur auf die grundsätzliche Funktionsweise eingegangen werden. Der Auswerte-Algorithmus hat zwei Aufgaben: Aus den elektrischen Rohdaten Pulshöhe (U-Kanal und I-Kanal) und Pulsbreite (I-Kanal) sowie der optischen Leistung errechnet er das LIV-Tripel Lichtleistung, Stromstärke und Spannung. Dazu benutzt er die *Formeln* B.3 und B.2, sowie $P_{opt} = \frac{Periode}{reale\ Pulsbreite} \cdot \overline{P_{opt}}$ ($\overline{P_{opt}}$ =Messwert des Powermeters). Die zweite Aufgabe ist wesentlich anspruchsvoller. Der Algorithmus muss aus den U- und I-*Wellenformen*, die vom Oszilloskop übermittelt werden, zunächst die relevanten Pulsparameter Höhe und Breite bestimmen. Zugrunde liegt die Vorstellung von idealen Rechteckpulsen. Tatsächlich weichen die Pulsformen oft erheblich von dem Rechteck ab und variieren zum Teil dramatisch über den Verlauf einer UI-Kennlinie. Ursprünglich war geplant, die Messfunktionen, die das Oszilloskop mitbringt, für die Bestimmung der Pulshöhe und –breite zu benutzten. Dies funktionierte auch (leidlich und langsam) bei der Vermessung von ohmschen Widerständen mit optimierten Einstellungen. Bei nicht angepassten Widerstandseinstellungen oder bei Dioden (auf Grund des dynamischen Widerstandes) konnten aber nur selten vollständige Kennlinien aufgenommen werden, und das Programm blieb oft mit einer Fehlermeldung stecken. Daraufhin wurde das Programm abgeändert (die „Überreste" sind noch im Programm enthalten) und die Pulsform mittels einer Histogramm-Auswertung im Computer analysiert. Der verwirklichte Algorithmus ist in der Lage, die Auswertung etwa zehnmal schneller als das Oszilloskop durchzuführen und scheitert fast nie an schlechten Pulsformen. Wenn eine Wellenform einmal sehr starke Abweichungen von einer rechteckigen Form hat, z.B. wenn sie extrem stark verrauscht ist (Rauschamplitude $> \frac{1}{2} \cdot$Pulshöhe) oder wenn kein Plateau vorhanden ist, dann stürzt der Algorithmus nicht ab, sondern er bietet verschiedene Alternativen zur Problemlösung an, wie z.B. Korrekturfilter oder das Beenden und Sichern der LIV-Messung. Eine detaillierte Vorstellung des Algorithmus, seiner Stärken und Schwächen, folgt weiter hinten.

Die dritte Aufgabe des Steuerprogramms ist die Darstellung und Sicherung

der Messdaten. Die Darstellungsfunktionen, die Delphi von Hause aus mitbringt, sind sehr elementar und extrem unkomfortabel. Daher wurde ein Graphik-Modul von S. P. Podyachev [136], das als Delphi-Quellcode frei erhältlich ist, zur Erzeugung der LIV-Diagramme verwendet. Es ermöglicht die grafische Darstellung von (x,y)-Punkten in einem Koordinatensystem mit zwei unabhängigen y-Achsen, eine automatische Skalierung der Achsen, das Umskalieren der Achsen und das Ausdrucken des erzeugten Diagramms unter der vertrauten Windows-Umgebung. Das Modul wurde an die speziellen Erfordernisse angepasst und konnte relativ einfach in das Programm integriert werden. Das Grafik-Modul erfordert nur einige wenige Befehle zur Steuerung, was den Programmieraufwand für das Gesamtprojekt wesentlich reduziert hat. *Abbildung B.12* zeigt die Bildschirmdarstellung einer LIV-Kennlinie, die von dem Modul erzeugt wurde. Neben der Fähigkeit, das Diagramm abzubilden, wurde die Arbeitsfläche um einige Anzeige- und Steuerflächen erweitert. Insbesondere enthält dieses Fenster, das während und nach der Aufnahme einer LIV-Kennlinie angezeigt und nach jedem Messpunkt aktualisiert wird, eine „Not-aus“-Schaltfläche (*Button* rechts unten mit der Beschriftung „fertig“) und zwei Schaltflächen, mit denen man den Messbereich des Powermeters während der Messung verstellen kann. Eine detaillierte Beschreibung aller Programm-Fenster folgt weiter hinten. Die abgebildete Kennlinie enthält einige Ausreißer, die jeweils aus einem Absturz des Pulsgenerators folgten. Die Messdaten werden in einer ASCII-Datei abgespeichert, die nach Ablauf bzw. Abbruch der Messung geschrieben wird. Im Eingabe- und Steuerfenster des Programms (*Abb. B.10*) kann man den Speicherpfad und den Namen der Datei festlegen. Als Datei-Endung ist „.DAT“ festgelegt, und eine automatische Nummerierung der Messung ist vorgesehen, so dass man Reihenuntersuchungen durchführen kann, ohne jedes Mal einen neuen Dateinamen eingeben zu müssen. Die ASCII-Datei enthält als Informationen zwei Kopfzeilen und die Messdaten. Die Kopfzeilen bestehen aus dem Speicherpfad und dem Namen der Datei sowie aus den Bezeichnungen der Messgrößen mit ihren Einheiten. Die Messwerte sind unter den Größenbezeichnungen in Spalten angeordnet und in internationaler wissenschaftlicher Notation angegeben. Neben der Stromstärke, der Spannung und der optischen Lichtleistung (Pulsleistung) werden die reale I-Pulsbreite und die Abweichung der realen von der nominellen Pulsbreite protokolliert. Eine zusätzliche Spalte dient der Überprüfung von programminternen Funktionsweisen und ist als „Messwert“ nutzlos. Über die Netzwerk- und Multitasking-Fähigkeit von Windows als Betriebssystem kann man auf die Messdaten unmittelbar nach Beendigung einer Messung zugreifen oder die Diagramme ausdrucken.

B.3.7 Anzeigefenster und der Funktionsweise: Bedienungsanleitung

Die nun folgende Beschreibung der Fenster und der Funktionsweise des Messprogramms kann als Bedienungsanleitung für die Software dienen und soll zukünftigen Nutzern ermöglichen, selbständig mit dem Programm umzugehen, es zu warten und mögliche Probleme zu beseitigen. Das Programm selbst befindet sich noch im Entwicklungsstadium, was sowohl im Programm-Code, an den noch nicht voll ausgereiften Funktionsroutinen als auch in den Fenstern sichtbar ist, die z.B. noch Überreste von „Programmier-Versuchen“ oder noch nicht implementierten Funktionen enthalten. Möchte man die Software ändern und weiterentwickeln, ist die Kenntnis des Programmablaufes unabdingbar. Dieser Abschnitt soll allerdings die Funktionsweise des Programms und der Messprozedur nur skizzieren. Ein Flussdiagramm oder gar die schrittweise Erläuterung der einzelnen Programmschritte würden den Rahmen dieses Kapitels sprengen. Der umfangreiche Programm-Code und erläuternde Details sind separat dokumentiert.

Beim Booten von Windows wird über die Autostartfunktion das DDE-Serverprogramm („*HPIBDDE.exe*“) ohne Konfigurationsdatei aufgerufen. Vor dem Start des Mess-platz-Steuerprogramms müssen alle externen Geräte angeschaltet werden, damit sie bei der Initialisierung, die beim Programmstart einmalig durchgeführt wird, ansprechbar sind. Wenn man das Lasermessprogramm startet (Name: „*Project1a.exe*“), stellt es zunächst den Kontakt zum DDE-Server her, öffnet die Konfigurationsdatei im DDE-Server („*Pulser.ibc*“) und überprüft die Kommunikation mit den vier Kanälen der Konfigurationsdatei („*main*“, „*Pulser*“, „*power*“, „*Oszi*“). Die erfolgreiche Kontaktaufnahme des Steuerprogramms mit den DDE-Server-Kanälen wird im Eingabe- und Steuer-Fenster des Programms im Kommunikationskontrollbereich (Bereich (1)) durch gelb unterlegte Kästchen dargestellt (siehe *Abbildung* B.10). Bei nicht erfolgreicher Kommunikation bleiben diese Kästchen rot. Danach wird die Kommunikation mit den nachgeschalteten Geräten über IEC-Bus via DDE-Server überprüft. Dazu werden die Identitäten (*Firmware*) des Pulsgenerators, des Oszilloskops und des Powermeters abgefragt und die Antworten mit gespeicherten Informationen verglichen. War die Überprüfung erfolgreich, so wird dies durch ein Kreuzchen im Kommunikationskontrollbereich gekennzeichnet. Ansonsten wird eine Fehlermeldung angezeigt und man muss das Programm neu starten. Während dieser Geräteinitialisierung werden gleichzeitig einige Grundeinstellungen gesetzt. Dazu gehört z.B. ein sicherer Grundzustand des Pulsgenerators oder auch die Einstellung des Kontrastes des Oszilloskop-Displays. Als nächster Schritt wird eine Initialisierungsdatei eingelesen, die sich im Stammverzeichnis des Rechners befindet („C:\lasermess.ini“). Sie enthält Informationen über das Widerstandsnetzwerk und den Korrekturfaktor, über die zuletzt verwendeten Messeinstellungen sowie den letzten Speicherpfad und den letzten Dateinamen (siehe Datenblatt „Programm”). Diese Einstellungen ermöglichen das einfache Fortsetzen von Messreihen über verschiedene Tage

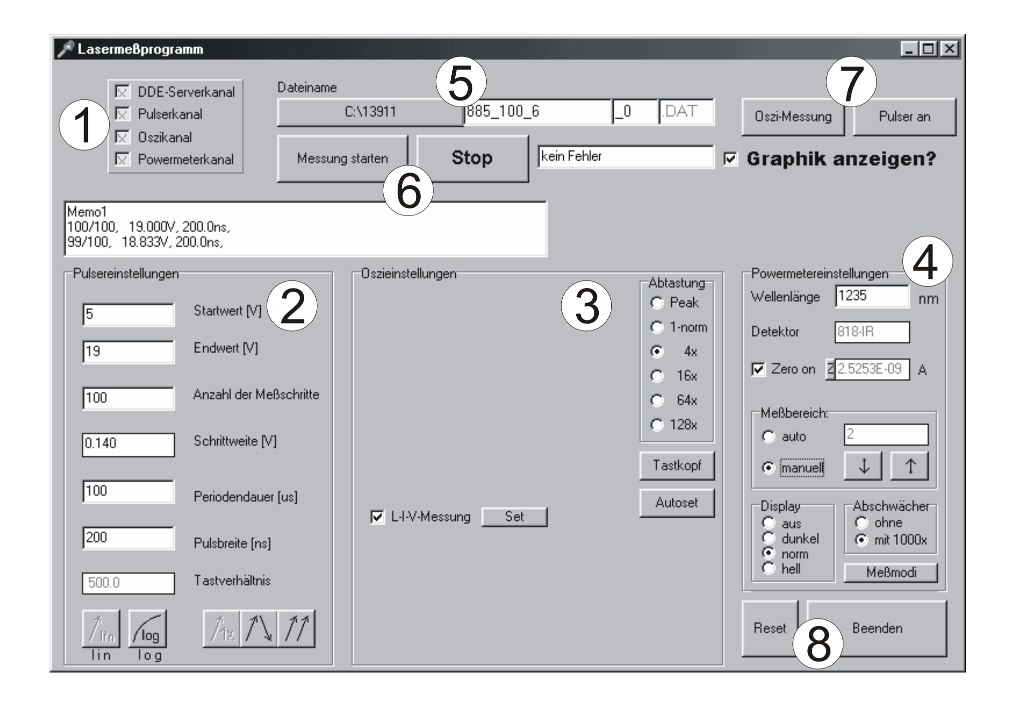


Abbildung B.10: Start- und Steuerbildschirm des LIV-Messprogrammes

hinweg, ohne bei jedem Neustart des Programms alle Grundeinstellungen erneut manuell eingeben zu müssen. Sollte die Datei fehlen oder zerstört sein, so ersetzt das Programm die fehlenden Informationen mit Standardeinstellungen und schreibt eine neue Initialisierungsdatei. Dabei geht allerdings die Kalibrierung des Widerstandsnetzwerks verloren und man muss die Werte erneut eingeben.

B.3.7.1 Das Eingabe- und Steuerfenster

Das Eingabe- und Steuerfenster (*Abbildung* B.10) enthält im Wesentlichen acht funktionelle Einheiten. Der Kommunikationskontrollbereich (1) zeigt ob die notwendigen Verbindungen zu den Messgeräten bestehen.

Im Bereich (2) werden die Pulsereinstellungen für eine LIV-Messung eingegeben (das Dezimaltrennzeichen ist immer ein Punkt). Man gibt den (nominellen) Startwert in Volt ($2,05 \ldots$ 19), den Endwert in Volt ($3,5 \ldots$ 19), die Anzahl der Messschritte ($1 \ldots 9999$), die Periodendauer in Mikrosekunden (8...2039) und die Pulsbreite in Nanosekunden ($41,6 ... 438,4$) an. Die Schrittweite und das Tastverhältnis werden aus den Angaben berechnet, man kann aber auch die Schrittweite vorgeben. Dann passt sich die Schrittzahl an. Weiterhin wird in diesem Bereich der Messmodus ausgewählt. Üblicherweise wird eine lineare Abstufung der Schrittweite benutzt (1. Schaltfläche), man kann aber auch die Schrittweite logarithmisch mit zunehmender Spannung verkleinern (2. Schaltfläche). In der Praxis hat sich diese Funktion allerdings als nicht notwendig herausgestellt. Außerdem

kann man die Anzahl und die „Mess-Richtungen“ der Kennlinienaufnahmen vorgeben. Standardgemäß wird eine Kennlinie von kleinen zu großen Spannungen gemessen (3. Schaltfläche). Man kann aber auch von kleinen zu großen und dann direkt zurück von großen zu kleinen Spannungen messen. Die dritte Möglichkeit sieht eine Doppelmessung der Kennlinie von kleinen zu großen Spannungen hin vor. Will man nur eine Messung von großen zu kleinen Spannungen durchführen, kann man den Startwert größer als den Endwert wählen und die Schaltflächen 1 und 3 aktivieren.

Im Bereich (3) werden die Oszilloskop-Einstellungen ausgewählt. Um eine LIV-Messung mittels des Auswertealgorithmus durchzuführen, muss die Schaltfläche „L-I-V-Messung“ ausgewählt sein. Ansonsten wird eine noch im Programm enthaltene, ältere Prozedur aufgerufen, die die Messfunktionen des Oszilloskops ausnutzt, die allerdings nicht ordnungsgemäß funktioniert. Die Schaltfläche mit der Beschriftung „*set*“ öffnet ein Fenster, in dem die Größen der Messwiderstände und der Korrekturfaktor eingegeben und kontrolliert werden können. Die Eingaben werden übernommen, wenn das Fenster geschlossen wird. Im Unterbereich „*Abtastung*“ wird festgelegt, welchen Abtastmodus das Oszilloskop während der Messung benutzt. Standardmäßig ist die einfache Abtastung („*1-norm*“) ausgewählt. Man kann aber auch Spitzenwertabtastung („*Peak*“) oder verschiedene gemittelte Abtastungen auswählen, die das Signal-Rausch-Verhältnis der Wellenformen verbessern. Als guter Kompromiss zwischen Messzeit und Messgenauigkeit, die beide von dieser Einstellung abhängen, hat sich die 4-fache Mittelung erwiesen. Die 64- bzw. 128-fache Mittelung bringt dagegen keinen sichtbaren Vorteil mehr, außer bei kleinen, stark verrauschten Signalen. Die Aufnahmedauer einer Wellenform beträgt im Normal-Modus etwa $75ms$. Diese Zeit verlängert sich multiplikativ mit den Mittelungen. Weiterhin findet man im Bereich (3) die Schaltfläche „*Tastkopf*“. Wird sie ausgewählt, öffnet sich ein Fenster, in dem man angeben kann, ob man einen Dämpfungstastkopf einsetzt. Für den Laser-Messplatz wird kein Tastkopf benutzt[36]. Die Schaltfläche „*Autoset*“, die sich darunter befindet, ist auch ein Relikt aus der ersten Programm-Version und für die LIV-Messungen nicht nötig. Sie löst eine für allgemeine Messzwecke nützliche Funktion aus, mit der sich das Oszilloskop selbständig auf ein angelegtes Signal einstellt (Trigger und Skalierung).

Der Bereich (4) des Eingabe- und Steuerfensters dient zur Auswahl der Powermeter-Paramteter. Im ersten Eingabefeld gibt man die Wellelänge des zu untersuchenden Lasers an. Aufgrund der starken Wellenlängen-Abhängigkeit der Detektor-Empfindlichkeit sollte man für quantitative Lichtleistungsmessungen diesen Wert auf ca. $10nm$ genau kennen. Im Feld darunter wird die Detektor-Bezeichnung angezeigt. Diese Information, die im Kalibriermodul des Detektors abgelegt ist, wird automatisch beim Programmstart vom Powermeter ab-

[36]Tastköpfe werden benutzt, um den eingeschränkten Spannungs-Messbereich eines Oszilloskops zu vergrößern. Die HF-Eigenschaften von Tastköpfen sind teilweise problematisch.

gefragt. Nach dem Detektortyp richtet sich dann der erlaubte Wellenlängenbereich, der im Feld darüber eingegeben werden darf (818-IR: $700nm \ldots$ $1800nm$, 818-ST: $400nm \ldots$ $1100nm$, Default Wellenlänge: $750nm$). Das Eingabefeld darunter („*Zero on*") schaltet die Funktion des Powermeters ein, einen konstanten Streulichtuntergrund von den folgenden Messwerten abzuziehen. Die Größe des subtrahierten Hintergrundstromes (Photostrom und Dunkelstrom) wird im Feld daneben angegeben. Wenn das Feld ausgewählt ist, wird bei einer LIV-Messung alle 20 Messpunkte eine erneute Nullpunkt-Korrektur durchgeführt, was sich in der Messpraxis als nützlich herausgestellt hat (man kann bei eingeschalteter Beleuchtung vernünftig messen). Der kleine Knopf links neben dem Anzeigefeld führt bei jeder Benutzung zu einer Aktualisierung der Nullpunkt-Korrektur. In dem Messbereich-Feld kann man die Messbereichauswahl des Powermeters zwischen automatisch und manuell umschalten. In dem Anzeigefeld daneben wird der eingestellte Bereich angezeigt ($0 \ldots 6$). Mit den Schaltflächen darunter, die nur angezeigt werden, wenn „*manuell*" ausgewählt ist, kann man den Messbereich um jeweils eine Stufe erhöhen bzw. erniedrigen. Das Programm stellt die Messbereichauswahl standardgemäß auf „*auto*", was aufgrund der Probleme des Powermeters mit dieser Funktion bei gepulsten Lichtquellen nicht sinnvoll ist. Bei einer LIV-Messung muss man daher immer darauf achten, dass „*manuell*" ausgewählt ist, und man den richtigen Messbereich eingestellt hat. Ansonsten kann es zu verfälschten Lichtleistungsdaten kommen. Das Feld „*Display*" kann dazu genutzt werden, die Displayhelligkeit des Powermeters einzustellen, was im Allgemeinen aber nicht notwendig ist. Der Knopf „*Messmodi*" ist dagegen bedeutsamer und öffnet ein eigenes Fenster. In diesem Fenster kann man bestimmen, in welcher Einheit das Messergebnis dargestellt werden soll (A, W, W/cm^2, dBm, dB). Im Falle von LIV-Messungen ist das immer Watt. Im Feld darunter kann man verschiedene Filterfunktionen, die das Powermeter anbietet, auswählen. Üblicherweise ist „*ohne*" Filter gesetzt, sinnvoll ist aber noch der „*digital*"-Filter, der eine gleitende Mittelung der 10 letzten Messwerte (digital) durchführt und so zu einem verbesserten Signal-Rausch-Verhältnis führt. Der Analogfilter dagegen ist ein Tiefpass, der für LIV-Messungen nicht in Frage kommt. Mit dem Verlassen des Fensters werden die Änderungen an den Einstellungen übernommen.

Der Bereich (5) des Programmfensters hat die Aufgabe, die Dateiablage und den Dateinamen festzulegen. Der Ablage-Pfad ist als Schaltfläche ausgelegt, die ein Dialogfenster öffnet, in dem man einen Pfad eingeben und erzeugen kann. Der Pfad wird nach dem Schließen des Fensters als Beschriftung des Knopfes angezeigt. Der Name der Messdaten-Datei setzt sich aus drei Teilen zusammen. Der erste Teil kann gemäß den Windows-Konventionen frei benannt werden [37]. Der

[37] Meine Nomenklatur setzt hier die Barrenlänge (=den Barrennamen), die Breite des vermessenen Streifens und die Nummer des Streifens (von einer Seite des Barrens an gezählt) ein. Zusammen mit dem Verzeichnisnamen (Epitaxie-Nummer und Laser-Prozessier-Nummmer) ist der vermessene Laser eindeutig (maximal 2-deutig) identifiziert. Diese Identifizierung taucht als Pfad- und Dateiname sowohl auf den Kennlinienausdrucken als auch in der Messdatei auf.

zweite Teil ist ein Zählindex, der bei gleich bleibender Bezeichnung des ersten Namenteils automatisch mit den Messungen hoch zählt. Sobald man den Namen ändert, wird dieser Zählindex auf Null zurückgesetzt. Der dritte Namensbestandteil ist die Dateiendung „.DAT“, der die Messdatei z.B. für das Auswerteprogramm „*Origin*“ als ASCII-Datei identifiziert. Die Schaltfläche „*Oszi-Messung*“ (Bereich (7)) hat in der momentanen Ausbaustufe des Programms keine Aufgabe. Die daneben liegende Schaltfläche „*Pulser an*“ dagegen hat die nützliche Funktion, den Pulsgenerator manuell ein- bzw. auszuschalten. Dabei werden die Einstellungen „*Startwert*“ als Spannung (*hgt*), „*Periodendauer*“ (*per*) und „*Pulsbreite*“ (*dur*), die im Bereich (2) eingegeben sind, an den Pulsgenerator übermittelt und das Gerät mit diesen Werten an- oder abgeschaltet. Damit ist eine komfortable, manuelle Bedienung des Gerätes über das Programm möglich, was man z.B. gut dazu nutzen kann, die optische Messeinheit vor der Aufnahme einer quantitativen LIV-Kurve zu justieren, oder einen Laser für die Dauer einer Lumineszenzmessung mit definierten, konstanten Parametern einzuschalten. Sobald der Pulsgenerator eingeschaltet ist, ändert der Knopf die Beschriftung in „*Pulser aus*“. Unter den beiden Schaltflächen gibt es das Auswahlfeld „*Graphik anzeigen ?*‘, welches standardgemäß aktiviert ist. Es sorgt dafür, dass während einer LIV-Messung die gemessene Kennlinie auch angezeigt und nicht nur als Datei abgespeichert wird. Das links daneben liegende Anzeigefeld hat die Aufgabe, Fehlermeldungen, die das Programm oder die angeschlossenen Geräte während der Messdurchführung produzieren, anzuzeigen. Während der (noch nicht abgeschlossenen) Ausführung eines Befehls ist das Feld rot unterlegt. Nach erfolgreicher Befehlsaufführung ändert sich die Farbe nach weiß und die Meldung „*kein Fehler*“ erscheint. Dieses Feld war während der Programmierung zum Debuggern besonders bedeutsam und erleichtert(e) die Fehlersuche. Das große Anzeigefeld „*Memo1*“ skizziert den Messverlauf, indem es die aktuellen Pulsgenerator-Parameter und die Messpunkt-Nummer anzeigt. Rechts unten sind noch zwei Schaltflächen vorhanden (Bereich (8)), wovon die linke („*Reset*“) keine Funktion hat und die rechte („*Beenden*“) das Programm beendet und die Fenster schließt. Dabei werden die Geräte auf einen definierten, sicheren Grundzustand gesetzt, insbesondere wird die Spannungsausgabe des Pulsgenerators ausgeschaltet . Weiterhin wird die Initialisierungsdatei geschlossen bzw., falls sie geändert wurde, neu geschrieben. Bleiben noch die zwei Schaltflächen „*Messung starten*“ und „*Stop*“ (Bereich (6)). Die Betätigung des Knopfes „*Messung starten*“ veranlasst das Programm zur Durchführung der Aufnahme einer LIV-Kennlinie, zu deren Anzeige und der Sicherung der Daten in einer Datei. Der wesentliche Programmbaustein, der diese Aktionen durchführt, ist die Prozedur „*messen_schnell*“, deren Funktionsprinzip im nächsten Abschnitt erläutert werden soll. Der Knopf „*Stop*“ beendet die Messdurchführung, versetzt die Geräte in einen sicheren Zustand, speichert die bisher aufgenommenen Daten und schließ die Mess-Datei.

B.3.7.2 Die Messung

Die Programm-Aufgaben sind in kleine Teileinheiten, in Prozeduren oder Funktionen, zerlegt. Diese werden von anderen Prozeduren zum Teil mehrfach und auch verschachtelt aufgerufen. Die Aufteilung in elementare Teilbausteine erleichtert die Übersicht und reduziert die Fehleranfälligkeit beim Programmieren. Leider war es nicht überall möglich bzw. sinnvoll solche Untereinheiten anzulegen. Gerade innerhalb der Messprozedur werden die Geräte zum Teil auch direkt über DDE angesprochen.

Durch das Drücken der Schaltfläche „*Messung starten*" wird zunächst der Messmodus ausgewählt (Bereich (2) unten) und die Messdatei implementiert. Dabei wird überprüft, ob eine Datei gleichen Namens schon besteht, und wenn ja, ob sie überschrieben werden soll. Dann wird die eigentliche Messprozedur „*messen_schnell*" aufgerufen. Nach deren Durchlauf (oder Abbruch) wird der Dateizähler um eins erhöht. Für die Zeit der Messdurchführung wird die Steuerfläche „*Messung starten*" gesperrt, um ein nochmaliges Auslösen der Messung (mit nicht vorhersehbaren Resultaten) zu verhindern.

Die Messprozedur beginnt die Ausführung der Messung mit dem Setzen der Oszilloskop-Grundeinstellungen. Dazu wird die Zeitachse gemäß der gewählten Pulsbreite so gesetzt, dass die (nominelle) Pulsbreite des Rechteckpulses mindestens einen Skalenteil (=250 Messpunkte bzw. *Samples*) breit ist und die aufsteigende Flanke sich in der Bildschirmmitte des Oszilloskops befindet. Um den Puls dort platzieren zu können, muss ein stabiles getriggertes Signal vorliegen. Da zunächst die Pulshöhen unbekannt sind, insbesondere die Strom-Pulshöhe, wird der U-Kanal (ch2) als Triggerquelle ausgewählt und ein Schätzwert aus dem Startwert der Pulserspannung vorgegeben. Die vertikale U-Skala wird so eingestellt, dass das geschätzte Signal mindestens drei Skalenteile hoch ist, und der Trigger wird auf die halbe geschätzte Pulshöhe gesetzt. Die Nulllinien beider Signale werden aus der Bildschirmmitte um zwei Skalenteile nach unten verschoben, um den begrenzten Messumfang des Oszilloskops besser ausnutzen zu können. Im nächsten Schritt wird der Pulsgenerator mit den eingegebenen Startwerten angeschaltet, und zwei getriggerte Signale, welche in der Pulshöhe noch nicht optimiert sind, sollten auf dem Oszilloskop erscheinen. Leider funktioniert die Pulshöhenabschätzung noch nicht zuverlässig. Der Schätzwert ist oft zu groß und das Signal wird nicht automatisch getriggert. Das hat zur Folge, dass sich kein stabiles Oszilloskopbild ergibt, was aber die Voraussetzung für die automatische Messfortsetzung ist. An dieser Stelle muss man als Nutzer eingreifen und den Trigger manuell am Oszilloskop einstellen. Dieser Punkt ist noch unbefriedigend und erfordert eine wichtige Iteration der Programmentwicklung. Mittels der Funktion „*wellenform_auslesen*" werden nun die I- und U-Wellenformen des Oszilloskops ausgelesen und analysiert. Der Algorithmus bestimmt die I- und U-Pulshöhen und meldet die Gültigkeit der eingestellten vertikalen Skalen des Oszilloskops zurück (= die richtigen Pulshöhen auf dem Oszilloskop-Schirm). Wenn die Werte als

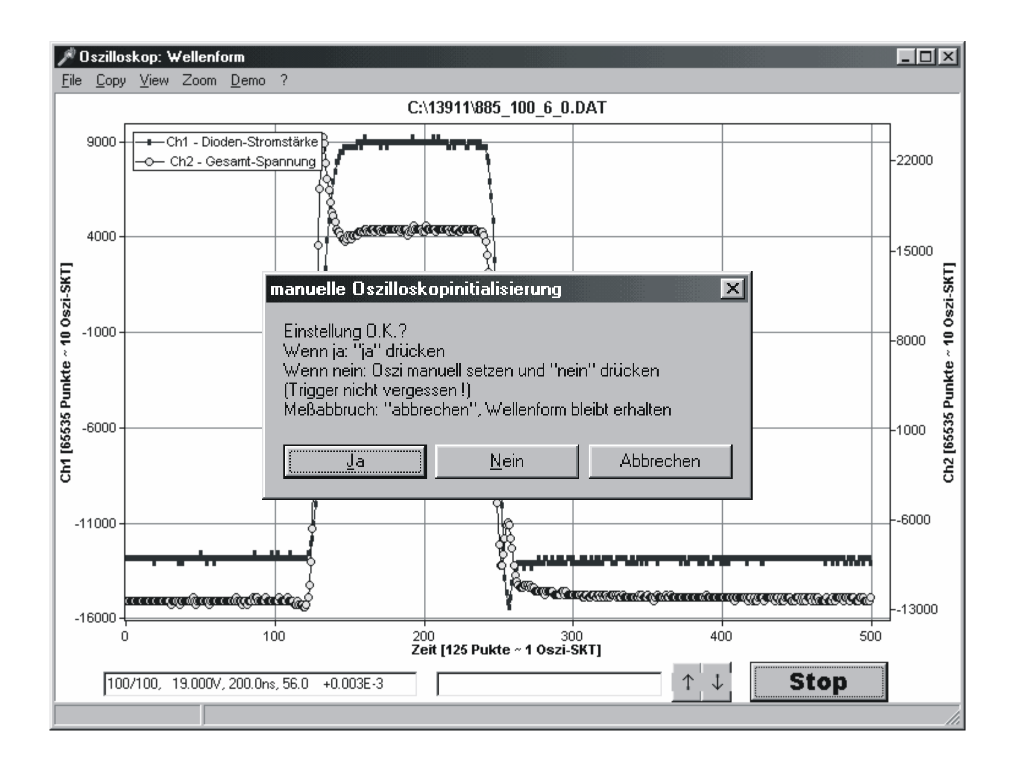


Abbildung B.11: Programmfenster zur Wellenformkontrolle

ungültig eingestuft werden, verstellt die „*messen_ schnell*“ Prozedur die Messbereiche des Oszilloskops und wendet erneut die Funktion „*wellenform_ auslesen*“ an. Wenn nötig werden alle 11 Messbereiche automatisch durchlaufen, um die Pulshöhen korrekt einzustellen. Nach der automatischen Trigger-, Positions- und Skalen-Einstellung wird dem Nutzer das Grafik-Darstellungs-Fenster in *Abbildung B.11* gezeigt.

Es enthält die beiden Oszilloskop-Wellenformen, die in den vier mittleren Skalenteilen des Oszilloskop-Bildschirms (von SKT -1 bis SKT +3) sichtbar sind. Die Beschränkung auf vier der zehn Skalenteile führt zu einer Reduktion der über GPIB transferierten Messdaten (von 2500 Messpunkten werden nur 1000 übermittelt) und damit zu einer Reduktion der Übermittlungs- und Auswerte-Zeit. Das Fenster dient zur Überprüfung, ob die Oszilloskop-Einstellung, die Informationsübermittlung, die Informationsauswertung sowie die Darstellung ordnungsgemäß funktionieren. Die korrekte Arbeitsweise dieser Teilbereiche ist für die weitere automatische Messdurchführung absolut notwendig. An diesem Punkt kann der Nutzer deshalb auch manuell die Einstellungen beeinflussen, indem er die Triggereinstellung oder die vertikalen Skalen am Oszilloskop verändert. Das Dialogfenster (*Abbildung B.11*) bietet dann drei Auswahlmöglichkeiten an. Akzeptiert man die automatisch gewählten Einstellungen mit „*Ja*“, wird die Messung fortgesetzt und das Darstellungsfenster für die LIV-Kennlinie erscheint (das ist die Standarde-

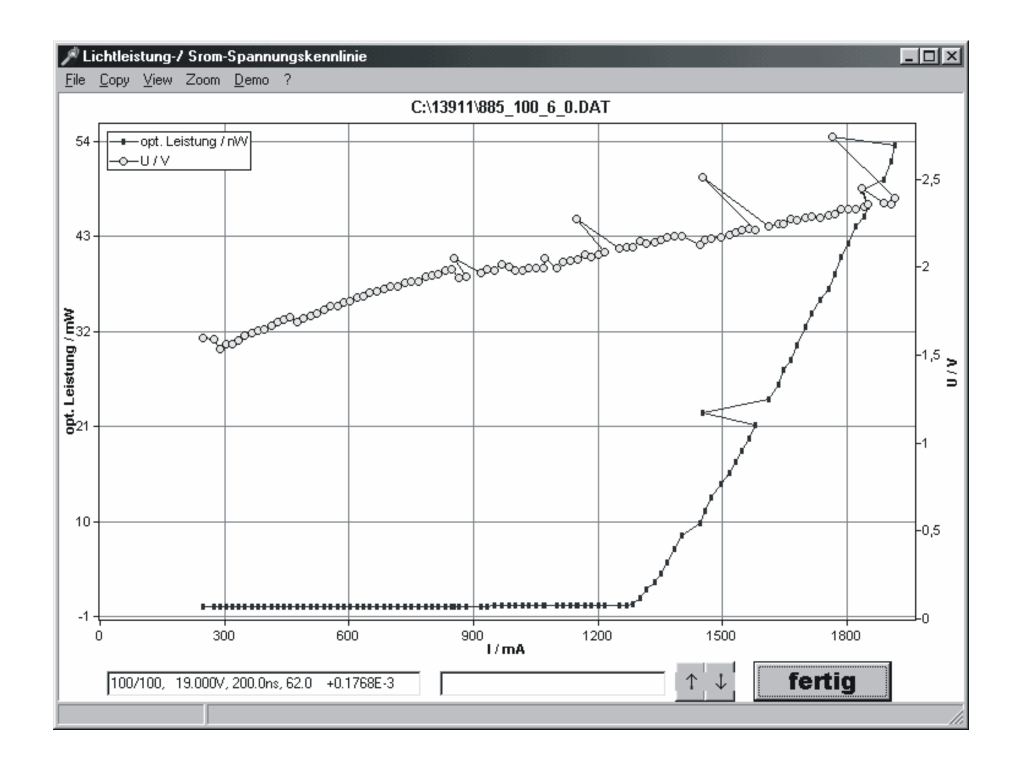


Abbildung B.12: Anzeigefenster der LIV-Messkurven

instellung). Möchte man die Oszilloskop-Parameter ändern, so verstellt man die Einstellungen am Gerät *bevor* man im Dialogfeld „*Nein*" auswählt[38]. Nachdem diese Schaltfläche betätigt wurde, werden die Wellenformen und Einstellungen erneut eingelesen und dargestellt. Will man die Messung an diesem Punkt abbrechen, so betätigt man die entsprechend bezeichnete Schaltfläche. Die aktuellen Wellenformen bleiben dabei erhalten, so dass man sie für Auswertungszwecke ausdrucken kann. Leider ist noch nicht die Funktion implementiert, die Wellenformen auch in eine ASCII-Datei abspeichern zu können. Von diesem erzwungenen Nutzereingriff an läuft die Messung bis auf die manuelle Messbereichseinstellung des Powermeters vollautomatisch durch.

Zur Darstellung der LIV-Messpunkte ändert die „*messen_ schnell*"-Prozedur im nächsten Schritt die Graphik-Ausgabe so ab, dass die Kennlinien mit entsprechenden Einheiten angezeigt werden können. In *Abbildung B.12* ist das Darstellungsfenster gezeigt. Als wichtigste Steuerfläche ist der „*Stop*"-Knopf vorhanden (Button rechts unten), mit dem man eine LIV-Messung manuell beenden kann, bevor der voreingestellte Wertebereich vollständig durchlaufen wurde („*Not-aus*"). Dies dient u. a. zum Schutz der Bauelemente und des Pulsgenera-

[38]Die Zeitachse des Oszilloskops darf *nicht* geändert werden. Nur die vertikalen Achsen des Kanals 1 oder 2 und der Triggerlevel.

tors. Nach Beendigung einer Messung zeigt der Knopf als Beschriftung „*fertig*“ an und erlaubt dem Nutzer, diese Programmoberfläche zu verlassen und zur Steueroberfläche (*Abbildung B.10*) zurückzukehren. Links daneben befinden sich zwei Schaltflächen, mit denen man während der Aufnahme einer LIV-Kennlinie den Messbereich des Powermeters verstellen und anpassen kann[39]. Die Messbereichsverstellung des Powermeters funktioniert nicht, wenn in der Messbereichsauswahl im Steuerfenster „*auto*“ ausgewählt ist. Deshalb ist *vor* dem Start der Kennlinienaufnahme auf die richtige Einstellung zu achten. In den Anzeigefeldern auf der linken Seite werden aktuellen Messinformationen dargestellt. Das erste Zahlenpaar gibt die Nummer des momentanen Messpunktes und die Gesamt-Messpunktzahl an. Daneben wird die dazu gehörige nominelle Spannung des Pulsgenerators angezeigt, die für Nachfolgemessungen wichtig sein kann[40]. Rechts davon wird die nominelle Pulsbreite genannt und daneben die prozentuale Abweichung der realen von der nominellen Pulsbreite. Der letzte Wert gibt den (Roh-)Messwert des Powermeters an. Das zweite Meldungsfeld dient zur Anzeige von Warnungen, die der Algorithmus bei schlechten Pulsformen ausgibt. So warnt er z.B., wenn die nominelle Pulsbreite von der bestimmten Pulsbreite zu stark abweicht oder wenn das Signal extrem verrauscht ist.

Nach der Initialisierung des Graphik-Ausgabe-Fensters, werden dem Powermeter alle für die Messung relevanten Einstellungen übermittelt. Diese Einstellungen haben zum Teil Auswirkungen auf den weiteren Programmablauf. Z.B. beeinflusst die Auswahl der Filterfunktion das Timing im Programm und die Wartezeiten müssen entsprechend angepasst werden. Die Nullpunktskorrektur fügt etliche zusätzliche Programmaktionen hinzu. Vor dem Beginn der eigentlichen Messschleife werden nochmals die Skalen des Oszilloskops (und des Triggerlevels) eingelesen, die die Grundlage für die Berechnung der realen Pulshöhen sind. (Die Wellenformen werden nur als unbemaßte Ganzzahlen übermittelt.) Diese Funktion soll verhindern, dass falsche Werte berechnet werden, weil man manuell noch einige Einstellungen am Oszilloskop verändert hat. Ab diesem Zeitpunkt darf man an keinem Gerät mehr Änderungen der Einstellungen vornehmen. Die **Messschleife** (von Null bis zu „Anzahl der Messschritte“) beginnt mit der Möglichkeit die Messung über die „*Stop*“-Schaltfläche oder die „*Escape*“-Taste abzubrechen. Danach wird der Pulsgenerator mit den Parametern eingeschaltet, die abhängig von der Nummer des aktuellen Schleifendurchlaufs sind. Da das Powermeter relativ langsam in der Bereitstellung der Messdaten ist, wird die Messung

[39] Da diese Funktion erst nachträglich eingefügt wurde, bereitet sie manchmal Schwierigkeiten, weil das *Timing* bei der manuellen Eingabe nicht richtig eingehalten wird. Dies sollte in der nächsten Programmversion verbessert werden.

[40] Die nominelle Spannung wird nicht in der Messdatei mit abgespeichert, weil dieser Wert keine physikalische Bedeutung hat. Sie ist nur für die aktuellen Einstellungen bedeutsam. Man benötigt allerdings diesen Wert, wenn man z.B. eine Lumineszenz-Messung bei einem bestimmten Injektionsstrom durchführen möchte. Dann muss man die zugehörige eingestellte Spannung kennen.

bereits zu diesem Zeitpunkt initiiert. Danach folgt die Messung der elektrischen Kenngrößen über die Funktion „wellenform_auslesen“. Die Funktion gibt, wie schon weiter vorne beschrieben, die Gültigkeit der Pulsformen als Funktionswert zurück. Anhand dieser Information wird in diesem Prozedurabschnitt der korrekte Messbereich des Oszilloskops gesetzt und die Skaleninformationen aktualisiert. Dabei ist natürlich immer auf die richtige Synchronisation der Befehle zu achten, die z.B. wesentlich von der Einstellung des Aufnahmemodus (normal oder Mittelung) abhängt. Die Aufnahme, die Übermittlung via GPIB und die Auswertung der Wellenformen dauert im Normal-Modus etwa $700ms$ für beide Kanäle. Mit allen Befehlsübermittlungen, die recht langsam sind, benötigt die Prozedur im Allgemeinen weniger als eine Sekunde für einen Messschleifendurchlauf. Eine LIV-Kennlinie von 100 Messpunkten kann somit in ca. zwei Minuten vermessen werden. Dies bedeutet eine Erhöhung der Messgeschwindigkeit um einen Faktor 10 gegenüber der Programm-Version, die die im Oszilloskop eingebauten Messfunktionen genutzt hat. Wenn die Funktion *„wellenform_auslesen“* gültig ist, stehen auch gültige Rohdaten der Pulshöhen und der Pulsbreite zur Verfügung. Im nächsten Schritt werden daraus mit den Skalen-Informationen des Oszilloskops die Pulshöhen in Volt und die Pulsbreite in Sekunden berechnet. Danach wird die wichtige Position des Triggers kontrolliert und in Abhängigkeit von der Pulshöhe (U, ch2), wenn nötig, neu gesetzt[41]. Im nächsten Schritt werden aus den Roh-Messwerten (Pulshöhen in Volt) die am Laser anliegenden Größen Diodenstrom I_D und Diodenspannung U_E gemäß der *Formeln B.3, B.2* aus den Widerstands-Netzwerkinformationen sowie das reale Tastverhältnis aus der realen Pulsbreite und der Periode berechnet. Daran schließt sich eine Überprüfung an, ob das reale Tastverhältnis und das nominelle Tastverhältnis weniger als einen Faktor 4 voneinander abweichen. Eine Abweichung von mehr als einen Faktor 2 kann sich aufgrund der Pulsverbreiterung des Pulsgenerators für sehr kurze Pulse ergeben. Größere Abweichungen deuten dann allerdings auf eine pathologische Pulsform und einen überforderten Algorithmus hin. An dieser Stelle wird dann einmalig ein Dialogfeld eingeblendet, das abfragt, ob die Messung fortgesetzt oder abgebrochen werden soll. In der Messpraxis taucht das Problem üblicherweise nur bei der Vermessung sehr kleiner und stark verrauschter Signale auf, die oft von starken Reflexen überlagert sind. Bei der Aufnahme von üblichen LIV-Kennlinien oberhalb der Dioden-Schleußenspannung kommt es praktisch nie vor. Nach der Auswertung der elektrischen Signale wird der U-I-Messpunkt im Darstellungsfenster angezeigt. Anschließend wird erst das Powermeter ausgelesen. Die gemessene Durchschnittslichtleistung wird durch das reale Tastverhältnis ge-

[41]Wenn die Triggerposition kleiner 10% der Pulshöhe ist, wird sie auf 50% gesetzt, wenn sie größer als 70% der Pulshöhe ist, wird sie auf 30% gesetzt. Man muss beide Kontrollen durchführen, da die Messrichtung von kleinen Pulshöhen zu großen gehen kann, aber auch umgekehrt von großen Pulshöhen zu kleinen hin. Die Pulshöhe darf niemals aus dem Triggerlevel herauslaufen, da ansonsten kein stabiles Signal mehr vorliegt und die Messung abgebrochen werden muss.

teilt und so die interessierende Pulslichtleistung ermittelt. Der L-I-Messwert wird dann im Darstellungsfenster angezeigt. Abschließend werden die LIV-Messwerte, die Pulsbreite sowie die Anzahl der Powermeterabfragen nach der Umwandlung in Zeichenketten in die Messdatei geschrieben. An diesem Punkt ist die Messschleife beendet und die Aufnahme eines weiteren LIV-Messpunktes beginnt von Neuem. Nach dem Durchlauf aller Iterationen, d.h. nach der Aufnahme einer vollständigen Kennlinie, wird die Prozedur „*messen_schnell*“ durch den Aufruf der Prozedur „*haltan*“ beendet. Diese Prozedur setzt die beteiligten Geräte in einen sicheren Zustand, insbesondere wird der Pulsgenerator ausgeschaltet. Außerdem schließt sie die Messdatei und schreibt die Daten physikalisch auf die Festplatte. Diese Prozedur wird auch durch die „*Escape*“-Taste und den „*Stop*“-Button aufgerufen und zum Messabbruch verwendet.

B.3.7.3 Histogramm-Algorithmus zur Pulsform-Analyse

Die Analyse der Wellenform wird in der Funktion „*wellenform_auslesen*“ durchgeführt. Im ersten Schritt der Funktion wird die Möglichkeit geboten, über die „*Not-aus*“-Funktionen die Funktion abzubrechen. Danach wird die Wellenform des Kanals 1 vom Oszilloskop abgerufen. Dazu müssen vorher das Datenformat, die Wartezeiten und der Übergragungsbereich definiert werden. Es werden 1000 Messpunkte aus vier horizontalen Skalenteilen abgerufen (SKT -1 bis SKT +3, SKT 0 liegt in der Displaymitte), wovon nur 500 Werte gelesen und verarbeitet werden. Die Auswertung der Wellenform verlangt zwei Schleifendurchgänge. Im **ersten Durchlauf** findet die Zeichenkette-Zahlumwandlung statt. Die Wellenform wird als ein zusammenhängender ASCII-String übermittelt, in dem die Spannungswerte als Ganzzahlen hintereinander geschrieben stehen. Der Zeitwert (x-Wert) ergibt sich aus der Position der Zahl (und der Skalierung des Oszilloskops). Die Zahlen-Strings werden sukzessive von der übermittelten Zeichenkette abgeschnitten und in die entsprechende Zahl umgewandelt. Die ersten 50 Messpunkte, die (deutlich) vor dem Rechteckpuls als Null-Linie liegen[42], werden als Null-Bezugswert gemittelt. In diesem Durchlauf wird auch der Maximalwert der Wellenform bestimmt. Falls die Darstellung der Wellenform eingeschaltet ist, werden die U-t-Messpunkte im Grafikfenster angezeigt. Der **zweite Durchlauf** führt die Histogramm-Auswertung durch und dient zur Bestimmung der Pulshöhe und der Pulsbreite. Die Grundidee der Histogramm-Auswertung (siehe *Abbildung B.13*) geht von Rechteckpulsen als Bezugs-Pulsform aus. Teilt man die Höhe eines Rechteckpulses, der aus vielen in der Zeitachse äquidistanten Messpunkten aufgebaut ist, in mehrere äquidistante Höhenstufen ein (bei uns in 10 Stufen) und zählt die Häufigkeit der Messpunkte in jeder Höhen-Stufe bzw. –Klasse, so findet man zwei Klassen, die sehr viele Messpunkte aufweisen während alle anderen wenige oder gar keine Messpunkte enthalten. Die Klassen mit wenigen Messwerten

[42] Deshalb ist es bei der Triggereinstellung zu Beginn einer Messung wichtig, dass die Pulsflanke am Fuß nicht zu weit in den -1. Skalenteil hineinreicht!

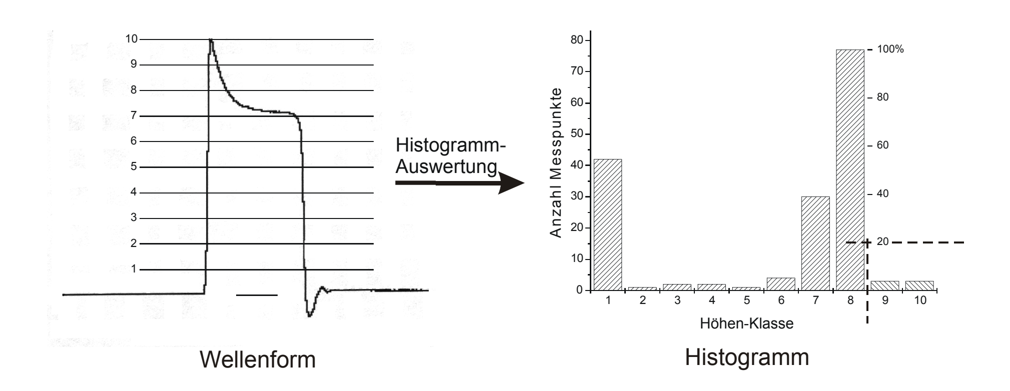


Abbildung B.13: Histogrammauswertung der Wellenform

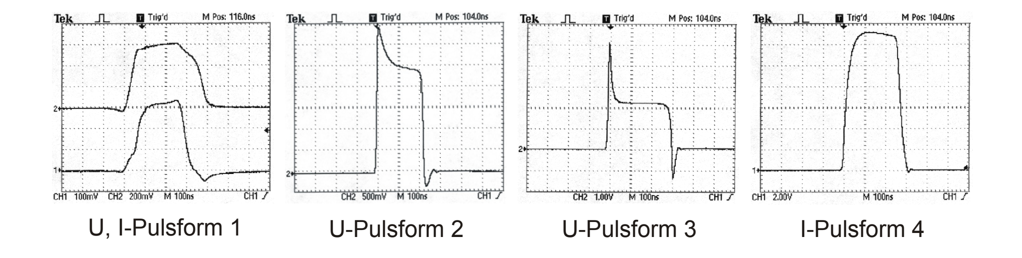


Abbildung B.14: Reale, nichtideale Pulsformen, die bei der Aufnahme einer LIV-Kennlinie auftreten können.

sind die Höhenstufen, die durch die Flanken des Pulses gehen (große Steigung der Kurve), die beiden anderen beschrieben die Nulllinie und das Pulsplateau, welches bestimmt werden soll. Hat man nun keine optimale Rechteckform, sondern Abweichungen davon, bleibt die Punkthäufung am Plateau trotzdem bestehen, es sei denn, dass die Pulsform nicht mehr viel mit einem Rechteck zu tun hat. In *Abbildung B.14* sind einige real auftretende Pulsformen gezeigt, von denen ein Plateau-Wert bestimmt werden soll. Durch Signal-Reflektionen am nicht angepassten, niederohmigen Laser-Bauelement kann es insbesondere beim Spannungssignal zu starken Pulsdeformationen und zu einer Überhöhung des Pulsmaximums bis zu einem Faktor 2 kommen. Diese Spitzen sind zum Glück oft zeitlich kurz und führen im Histogramm zu Höhenklassen mit nur wenigen Messpunkten, die man so von der „Plateau-Klasse" gut unterscheiden kann. Allerdings gibt es insbesondere bei Strompulsen manchmal Verrundungen oder Verkippungen des Plateaus, die eine Beschränkung bei der Bestimmung des Plateau-Wertes ausschließlich auf die Plateau-Klasse mit den meisten Messpunkten nicht sinnvoll

erscheinen lässt. Wegen der nichtlinearen Kennlinien von Lasern tragen Strom-Spitzen oder –Maxima zudem überproportional zur Lichtleistung bei. Es ist bei nicht optimalen Pulsformen a priori nicht klar, was die korrekte Plateauhöhe überhaupt ist. Der gewählte Histogramm-Algorithmus stellt daher einen Kompromiss dar, der einen möglichst guten „Schätzwert“ der Pulshöhe mit einer schnellen Berechnung und vor allem einer zuverlässigen („Absturz-sicheren“) Auswertung verbindet. Die automatische Auswertung muss mit sehr unterschiedlichen Pulsformen zurechtkommen und darf während einer Messung bei keinem Messpunkt scheitern. Um dies erreichen zu können, muss zunächst die Plateau-Klasse von der Nulllinie separiert werden. Dazu ignoriert man einfach die unteren Klassen bis einschließlich der dritten[43]. Dann müssen die Spitzen (Überschwinger, Reflexe), sukzessive von der höchsten Klasse kommend, von der Wellenform „abgeschnitten“ werden. Wenn die Punktanzahl in den höchsten Klassen kleiner als 20% der Punktanzahl der Klasse mit den meisten Punkten (der Plateauklasse) ist, werden diese Messpunkte bei der Plateauberechnung ignoriert. Zur Berechnung der (durchschnittlichen) Pulshöhe werden dann die Messpunkte der zwei obersten gültigen Histogramm-Klassen gemittelt. Das heißt, dass mindestens 20% der Pulshöhe in die Berechnung des Plateau-Wertes mit einbezogen werden. Bei guten Rechteckpulsen (und auch bei Pulsen mit spitzem Reflex, *Abbildung B.14, Typ 3*) führt diese Berechnung zu guten Werten, da an dem oberen Fünftel der Flanken nur wenige Messpunkte verglichen mit der Anzahl auf dem Plateau vorkommen. Bei abgerundeten Pulsformen fällt der Plateauwert dagegen evtl. zu klein aus (Pulsform 4), bei der Pulsform 2, *Abbildung B.14* wird der Wert je nach dem Abschneide-Kriterium zu groß beurteilt. Das 20%-Abschneide-Kriterium ist zwar relativ willkürlich festgelegt und kann bei der Spannungsmessung Artefakte in der Kennlinie verursachen, ermöglicht aber oft erst die problemlose Messdurchführung und ergibt üblicherweise gute, reproduzierbare Ergebnisse. Die Pulsformen der (nicht so wichtigen) Spannungsmessung sind generell schlechter auswertbar als die der (wichtigeren) Strompulse. Insbesondere tritt bei Hochleistungsmessungen, bei denen die Anpassung nicht optimiert werden kann (wegen des dann eingeschränkten Strombereiches), der schlecht auswertbare Pulstyp 2, *Abbildung B.14* auf.

Bei dieser Pulsform hängt die Plateaubestimmung sehr empfindlich von dem Prozentsatz des Kriteriums ab und von der Steilheit und der Ausdehnung der Plateau-Schräge. Diese Eigenschaften der Pulsform hängen ihrerseits wieder empfindlich von dem Vorwiderstand und der eingestellten Pulsbreite ab. So erklären sich die Sprünge in den elektrischen Kennlinien, die in dieser Arbeit gezeigt werden. Die Kennlinienschar in *Abbildung B.15* zeigt die wiederholte Messung der LIV-Kennlinie an demselben Laserbarren mit unterschiedlichen Einstellungen der

[43] Diese Zuordnung ist zwar willkürlich, hat sich aber selbst bei stark verrauschter Grundlinie im Verhältnis zur Plateau-Höhe gut bewährt. Man muss bedenken, dass bei Reflex-überlagerten Pulsen das Plateau in der 4., 5. oder 6. Klasse liegen kann und dies durchaus bei sehr kleinen Signalen auch die Höhe der Rauschspitzen der Grundlinie sein kann.

nominellen Pulsbreite. Man erkennt, dass die L-I-Kennlinien gut reproduziert wurden, während die elektrischen Kennlinien deutliche Unterschiede aufweisen. Sie resultieren aus dem Abschneidekriterium und werden weiter hinten noch einmal im Rahmen der Besprechung der Kennlinienqualität diskutiert. Aufgrund der besseren Pulsform bzw. des anderen Pulsformtyps der Strompulse tritt dieses Problem bei der Strommessung nicht auf, so dass die Strommesswerte einen wesentlich besseren Vertrauensbereich aufweisen. Würde man zur Messung der elektrischen Kennlinie ein *Boxcar*- oder ein *Sample-and-hold*-System einsetzen, wären die Kennlinien glatt und ohne Sprünge. Dies würde allerdings nur eine scheinbare Genauigkeit vorgaukeln, da die Messwerte stark von der (willkürlichen) Lage des Messfensters auf dem Pulsplateau abhingen. Bei diesen Pulsformen, die aus der ungenügenden Anpassung des Stromkreises (zwangsläufig) resultieren, zeigt unser Algorithmus durch die gemessenen Spannungssprünge immerhin noch den Werteumfang und damit den Messfehler inhärent an. Weiterhin muss man sich vor Augen halten, dass auch wir glatte und gute elektrische Kennlinien durch die Widerstandsanpassung erhalten können. Dann beschränkt man sich im zugänglichen Strombereich allerdings auf ein Intervall, welches dem der meisten kommerziellen Pulsgeneratoren entspricht (im Allgemeinen $< 2A$). Die Bestimmung der Plateau-Höhe des zweiten Kanals verläuft völlig analog und ist in die zwei beschriebenen Schleifen-Durchgänge eingewoben, so dass die Rechen- und Übermittlungs-Zeiten aufeinander abgestimmt und minimiert sind. Nach der Höhenbestimmung wird vom I-Kanal die Pulsbreite bestimmt. Dieses wird durch einfaches Abzählen aller Messpunkte erreicht, die größer als die halbe Plateau-Höhe sind. Die Genauigkeit der Pulsbreitenbestimmung hängt somit (etwas) von der Bestimmung der Plateau-Höhe ab. Da die Pulsbreite am Oszilloskop so eingestellt ist, dass sie mindestens einen Skalenteil und damit mindestens 125 Messpunkte breit ist, liegt der Fehler durch die Digitalisierung in der Größe einiger Prozent. Schwieriger zu beurteilen ist der Fehler, der aus der Rechteckanpassung dieses Algorithmus folgt. Durch die abgerundeten und abgeschrägten Kanten realer Pulse, könnte die („wirksame“) Pulsbreite durch das $\frac{1}{2}$-Kriterium überschätzt werden, was zu einer zu kleinen Lichtleistung über das Tastverhältnis führen würde. Bei steilen Pulsflanken, die i. A. vorliegen, dürfte der Fehler gering sein. Um mögliche Schwächen des Algorithmus erkennen und verbessern zu können, müsste man den Messfehler, der aus ihm resultiert, unter verschiedenen Messumständen bestimmen können. Die Quantifizierung der Messgenauigkeit der Lichtleistung wurde durch Vergleichsmessungen versucht, ist aber im Wesentlichen nur bis auf sehr grobe Werte gelungen. Als alternativen Algorithmus könnte man sich auch eine Auswertung des Pulsintegrals vorstellen. Eine solche Auswertung wäre allerdings komplexer und langsamer und würde nur dann einen Vorteil bringen, wenn man nach der Aufnahme einer Kennlinie und der Bestimmung der Schwellstromdichte in einem weiteren Durchlauf aller Messpunkte die Lichtleistung an die reale Pulsform iterativ anpassen würde. Aufgrund der beschränkten Zeit, die zur Systementwicklung zur Verfügung stand, wurde auf diese Erweiterung des

Algorithmus verzichtet. Nachdem in der Funktion „wellenform_aufnehmen“ die Pulsbreite und die Pulshöhen bestimmt wurden, werden einige Sicherheitsüberprüfungen der Werte vorgenommen. Sollte die Pulsbreite des I-Kanals wegen einer zu verrauschten Wellenform (Rauschmaximum > 50% des Peakmaximums) nicht zuverlässig bestimmbar sein, wird die U-Wellenform dazu herangezogen. Die U-Wellenform ist bei Dioden wegen der großen Steigung der U-I-Kennlinie für kleine Ströme i. A. besser auswertbar. Außerdem wird die Pulshöhe des Stromsignals dann über die Fläche bei bekannter Pulsbreite berechnet (Integralauswertung aller Werte über dem gemittelten Null-Niveau). Weiterhin wird bei dem I-Kanal überprüft, welcher Anteil der Pulsbreite zur Bestimmung des Plateaus herangezogen wurde. Für ideale Rechteckpulse sollte die Anzahl der beteiligten Messpunkte nahezu gleich sein. Als Grenze wurden in der Funktion 25% gewählt, ab der ein Problem gemeldet wird. Dann erscheint einmalig ein Dialogfeld, in dem zum einen das Ignorieren des Problems angeboten wird, zum anderen die Benutzung eines „Korrekturfilters“. Die weitere Verwendung des Standard-Algorithmus hat sich in solchen Fällen in der Messpraxis nicht bewährt und führt i. A. zu großen Abweichungen. Der Korrekturfilter, der eine einfache Integration über die Pulsbreite darstellt (bei bekannter Pulsbreite), ist dagegen wesentlich besser geeignet, schlechte Pulsformen noch auszuwerten. Zum Abschluss wird noch die Gültigkeit der Pulshöhen bestimmt. Sind die gemessenen Plateauhöhen jeweils niedriger als 6000 Punkte (ca. $0,9SKT$), dann meldet die Funktion zu kleine Pulshöhen. Ist die Maximalhöhe des Pulses (nicht des Plateaus!) größer als 30000 Punkte (von 32768), dann meldet sie zu große Pulshöhen. Sind die Werte gültig, werden die Pulsbreite und die Pulshöhen als generalisierte Variablen der weiteren Auswertung zur Verfügung gestellt.

B.3.8 Spezifizierung

Nach der Beschreibung der Komponenten und der Arbeitsweise des Messplatzes, widmet sich der letzte Teil des Kapitels der Spezifizierung des Systems. Die Fehlerdiskussion ist in den vorhergehenden Bereichsbeschreibungen schon teilweise vorweggenommen worden und soll hier nicht noch einmal wiederholt werden. Die Beurteilung der Messgenauigkeit wird an Hand von LIV-Kennlinien versucht. Dazu sind von einigen (GaIn)As-Laserbarren unter den verschiedenen möglichen Messparametern zahlreiche LIV-Kennlinien aufgenommen und, wenn möglich, mit den Messungen an anderer Stelle verglichen worden. Zur Spezifizierung kann man nicht gut (GaIn)(NAs)-Laser verwenden, da diese zum Teil ein „Einbrennverhalten“ zeigen, d.h., dass sich die Schwellstromdichte und zum Teil auch die differentielle Effizienz nach dem ersten Anschwingen des Lasers ändert. Im Allgemeinen beobachtet man eine einmalige Verbesserung der Schwellstromdichte von mehr als 10%. Die folgenden Messungen zeigen dann meist (aber eben nicht immer) reproduzierbare Ergebnisse. Dieser Effekt ist bei (GaIn)As-Laser nicht beobachtet worden. Außerdem kann man mit (GaIn)As-Lasern einen größeren

optischen Leistungsbereich untersuchen, weil sie momentan (noch) eine deutlich bessere Qualität aufweisen.

Zufällige Messfehler sollten in der LI-Kennlinie als Streuung um die (erwartet) glatte Laserkennlinie sichtbar sein. Um Kontaktierungsprobleme, Justageveränderungen und Variationen durch eine unterschiedliche Qualität der nebeneinander liegenden Laser zu vermeiden, wurden die Messungen direkt hintereinander am selben Laser-Streifen durchgeführt. Um Ausreißer von der erwarteten Linie nicht auf mögliche Besonderheiten des Auswertealgorithmus und damit auf einen systematischen Fehler zurückführen zu müssen, sind die Messparameter zusätzlich zu reinen Reproduktionsmessungen noch variiert worden. Ein zuverlässig arbeitendes Messsystem muss bei unterschiedlicher Wahl der Messbedingungen immer dieselbe LIV-Kennlinie produzieren. Dies gilt unter dem Vorbehalt, dass man die physikalischen Bedingungen im Bauelement nicht wesentlich ändert. Variiert man z.B. das Tastverhältnis zu sehr, können Aufheizungseffekte wichtig werden, die man dann auch beobachten sollte. Systematische Fehler erzeugen bei gleichen Einstellungen der Messparameter auch bei unterschiedlichen Lasern dieselbe artifizielle Struktur. Sollte es sich dabei um eine lineare oder eine langsame kontinuierliche Verzerrung einer Größe handeln, sind systematische Fehler nur schwer erkennbar.

In *Abbildung B.15* ist exemplarisch die Kennlinienschar eines bei $1132nm$ emittierenden (GaIn)As-DQW-Lasers gezeigt, der eine Schwellstromdichte von $195A/cm^2$ hat. Es sind sieben Messungen dargestellt, die mit Abschwächer und minimalem Vorwiderstand und damit mit nicht optimaler rechteckiger Pulsform aufgenommen wurden (Typ 2 und 4 in *Abbildung B.14*). Diese Messbedingungen sind typisch für zahlreiche Laserkennlinien dieser Arbeit, da aufgrund der zum Teil großen Schwellströme oft der gesamte Stromumfang des Pulsgenerators ausgenutzt werden musste. Man beachte den sehr großen Bereich, über den die Kennlinie aufgenommen wurde. Die Messung endet erst bei über vier Ampere, wo der Laser eine Emissionsleistung von über einem Watt pro Facette hat! Man erkennt, dass die LI-Kurven über dem gesamten Bereich gut aufeinander liegen, obwohl fünf verschiedene Pulsbreiten zwischen nominell $100ns$ und $438ns$ zur Messung verwendet wurden. Die Periode betrug bei allen Messungen $100\mu s$, so dass das Tastverhältnis zwischen 0,1% und 0,44% variierte. Es zeigt sich insbesondere kein Trend des Kennlinienverlaufs in Abhängigkeit von der Pulsbreite, was Vertrauen in die Messwerte und den Algorithmus schafft und keineswegs selbstverständlich ist. Wenn man die Pulsdauer verlängert, handelt es sich nämlich nicht um eine lineare Dehnung der Pulse, sondern man ändert die Pulsform (mit zunehmender Breite werden sie „rechteckiger"). Aus den unterschiedlichen (I-)Pulsformen, Pulsbreiten und geänderten mittleren optischen Leistungen werden weitgehend gleiche LI-Messwerte erzeugt. Berechnet man die relative Abweichung der einzelnen Kennlinien von der gemittelten Kennlinie, so beträgt der mittlere Fehler (Streuung) unter 1,5% für alle Einzelmesspunkte, ausgenommen der Messwerte, die unterhalb oder nahe bei der Schwelle (d.h. $P_{opt} < 1mW$) liegen. Dort kann

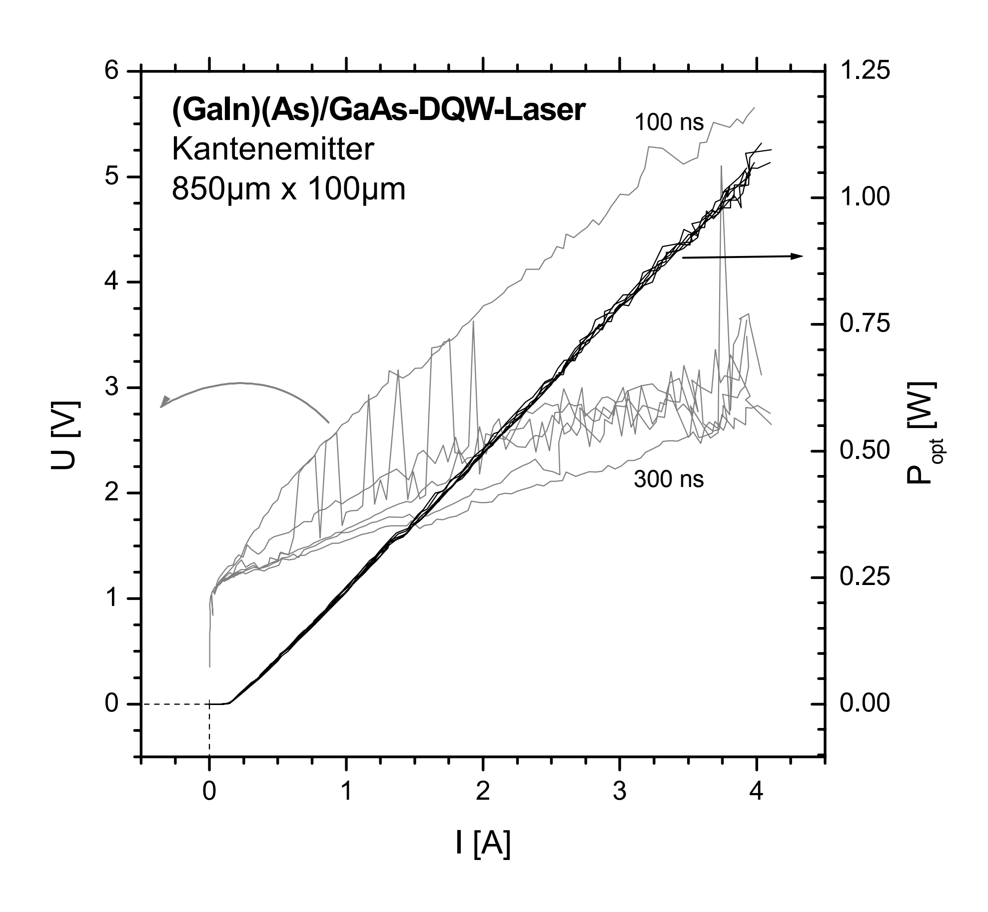


Abbildung B.15: LIV-Kennlinienschar: Variation der nominellen Pulsbreite von 100ns bis 438ns.

der Fehler bis zu 20% betragen. Diese Messwerte sind allerdings aufgrund der Verwendung des Abschwächers an der Empfindlichkeits-Grenze des Powermeters aufgenommen. Man kann die Präzision der Messung dort leicht erhöhen, indem man das Tastverhältnis vergrößert oder ohne Abschwächer misst. Vergleichbare Ergebnisse erhält man, wenn man statt der Pulsbreite die Periode ändert. Ändert man die Periodendauer von $10\mu s$ bis $400\mu s$ bei konstanter (kurzer) Pulsbreite von $80ns$ bzw. $100ns$, so findet man auch hier eine Wiederholbarkeit der Messpunkte, die besser als 2% ist. Lediglich bei sehr kleinen Tastverhältnissen (hier: 0,02%) wächst für große Lichtleistungen die Streuung. Abweichungen der Kennlinien untereinander ergeben sich allerdings für Tastverhältnisse, die größer als ein Prozent sind. So kann bereits eine Kennlinie, die mit einem Tastverhältnis von 4% ($400ns/10\mu s$) aufgenommen wurde, bezüglich der Schwellstromdichte und der Steilheit merklich abweichen von einer Kennlinie, die mit unseren Standard-Messbedingungen von $200ns$ Pulsbreite bei $100\mu s$ Periode aufgenommen wird. Aus der empfindlichen Abhängigkeit der Laser-Kennlinie von dem Tastverhältnis (wenn es größer als ca. 1% ist) folgt die Schwierigkeit, eine Vergleichsmessung von kontinuierlicher und gepulster Anregung an demselben Bauelement zu machen. So wurde erfolglos versucht, einen sehr guten (GaIn)As-Breitstreifenlaser mit einem Gleichstrom zum Lasen zu bringen, bei dem er gepulst schon oberhalb der Schwelle ist. Vergleichbare Experimente mit kommerziellen cw-Laserdioden, deren Schwelle leicht bestimmbar ist, wurden bisher noch nicht durchgeführt. Die Ergebnisse dürften aber auch bei diesen Bauelementen aufgrund der Aufheizproblematik nur schwierig vergleichbar sein, da bereits eine kleine Verschiebung der Schwellstromdichte einen erheblichen Unterschied in der emittierten Lichtleistung bei einer definierten Stromstärke ausmacht.

Neben den Messwertstreuungen durch zufällige Fehler kann man in *Abbildung B.15* noch einen Knick in den LI-Kennlinien bei $(1,3A;\ 320mW)$ erkennen. Dabei handelt es sich vermutlich um ein systematisches Artefakt der Strommessung. Es ist auch bei einigen Kennlinien anderer Laser sichtbar und resultiert vermutlich aus der automatischen Messbereichsumschaltung des Oszilloskops (von $0,2V/DIV$ auf $0,5V/DIV$). Dieses Problem müsste noch eingehender untersucht und (wenn möglich) beseitigt werden.

Die gute Wiederholbarkeit der LI-Kennlinien findet man leider nicht bei den UI-Kennlinien. In *Abbildung B.15* erkennt man Abweichungen der Spannungs-Messwerte bis zu einem Faktor 2 sowie Sprünge und Zwischenwerte. Diese unbefriedigende Eigenschaft der UI-Kennlinien ist eine Folge des Auswerte-Algorithmus und der ungünstigen Pulsform, die sich aus einer mangelhaften Widerstands-Anpassung ergibt. Das dargestellte Beispiel stellt dabei die größtmögliche Abweichung von UI-Kennlinien dar, die man an einem Bauelement erhalten kann. Die elektrische Kennlinie zeigt, im Gegensatz zur optischen, eine artifizielle Abhängigkeit von der Pulsbreite. Die Überhöhung mancher Messwerte folgt aus der Form des Spannungspulses, der aus der Überlagerung des Rechteckpulses mit seinem (verbreiterten) Reflex an der Laserdiode besteht. Die Form des Reflexes ist dabei

nahezu unabhängig von der eingestellten Pulsbreite, so dass der Anteil der überhöhten Wellenform bei kurzen Pulsen relativ größer als bei längeren Pulsen ist. Demzufolge hat der Auswerte-Algorithmus bei schmalen Pulsen größere Probleme als bei breiten. Man kann die elektrische Kennlinie optimieren, indem man die Widerstandsanpassung verbessert oder die Pulsbreite erhöht. Aus der Pulsform und der Arbeitsweise des Algorithmus folgt, dass die Kennlinie mit den kleinsten Spannungswerten und dem kleinsten differentiellen Widerstand die „richtige“ Kennlinie ist. Mit diesem Wissen und einer entsprechenden Auswertung kann man auch aus „sprunghaften“ Kennlinien, wie sie bei unseren Standard-Einstellungen entstehen, akzeptable Messwerte entnehmen. Da die elektrischen Kenndaten aufgrund der erreichten sehr guten Prozessierqualität im Allgemeinen sehr ähnlich sind, wird üblicherweise auf eine gute UI-Kennlinie nicht so viel Wert gelegt und ein vergrößerter Fehler bei der Bestimmung der Schleußenspannung und des differentiellen Widerstandes in Kauf genommen[44].

Die bisherigen Betrachtungen diskutieren die Wiederholbarkeit von Messungen und damit den zufälligen Messfehler. Dieser Fehler macht jedoch keine Aussage über die Richtigkeit des absoluten Messwertes. Um die absolute Genauigkeit des Messsystems abschätzen zu können, wurden Vergleichsmessungen an ein und demselben Laserbarren bei uns und bei unserem Industrie-Partner Infineon Technologies durchgeführt. Über die Schwellstromdichte bekommt man eine Stromkalibrierung; mit Hilfe der differentiellen Effizienz des Lasers kann man Aussagen über die optische Messgenauigkeit gewinnen. Die Durchführung dieses Experimentes ist jedoch nicht ohne Tücken. Das wesentliche Problem ist die Empfindlichkeit von gespaltenen („fertigen“) Laserbarren. Man darf beim Umgang mit ihnen nicht die Spiegel verschmutzen oder beschädigen und muss sie sorgsam für den Versand verpacken. Aber selbst bei optimaler Handhabung zeigen Laserbarren nach einiger Zeit der Lagerung zum Teil deutlich schlechtere Kenndaten als frisch gespaltene. Vermutlich oxidieren die Facetten und verschlechtern die optische Rückkopplung, was sich in einer größeren notwendigen Schwellleistung und damit in einer größeren Schwellstromdichte äußern kann. Die verschiedenen Laser-Streifen, die sich auf einem Barren befinden, weisen zudem oft eine nicht unerhebliche Streuung ihrer Eigenschaften auf. Dabei fällt der Fehler der Schwellstromdichte im Allgemeinen kleiner aus als der der differentiellen Effizienz. Abweichungen in der Größe von etwa 10% sind bei guten Barren keine Seltenheit. Beschädigte oder einen Defekt enthaltende Streifen können natürlich noch wesentlich schlechter sein. Deshalb sind Reihenuntersuchungen verschiedener Streifen auf einem Laserbarren wichtig. Eine andere Schwierigkeit besteht in der Bestimmung der Kenndaten. Üblicherweise wird die Schwellstromdichte aus einer LI-Kennlinie bestimmt, indem man eine lineare Extrapolation des

[44] Benötigt man eine hochwertige UI-Kennlinie, insbesondere auch im Sperrbereich der Diode zur Bestimmung der Durchbruchsspannung, steht noch ein kommerzieller Kennlinienschreiber zur Verfügung (Tektronix Curve Tracer Type 576).

Laser-Astes auf die optische Nulllinie durchführt und den dazugehörigen Wert I_{th} abliest. Diese Form der Auswertung geht von einem linearen Anstieg der Kennlinie aus (siehe Kapitel Physikalische Grundlagen), was aber in der Messpraxis oft nicht über einen größeren Bereich gilt. Der Wert der so bestimmten Schwellstromdichte hängt dann von dem optischen Leistungs-Bereich ab, über den gemittelt wird. Auf diese Weise können leicht unterschiedliche Werte mit weit mehr als 10% Abweichung aus derselben Kennlinie herausgelesen werden. Das Gleiche gilt auch für die Bestimmung der differentiellen Effizienz. Bei (GaIn)((N)As)-Lasern beobachtet man z.B. oft einen Anstieg der Effizienz hin zu höheren Strömen. Da wir mit unserem Messplatz einen weit größeren Leistungsbereich abdecken können als unser Industriepartner, können dann abweichende Ergebnisse folgen. Man muss also zur Vergleichbarkeit der Kenndaten immer den Mess- und Auswertebereich mit angeben. Für die Vergleichsmessungen wurden die vollständigen LIV-Kennlinien zur präziseren Auswertung herangezogen. Ein weiteres Problem in der Beurteilung der Vergleichsmessungen ergab sich aus der Tatsache, dass das Münchner Messsystem nur für die zwei Wellenlängen $980nm$ und $1300nm$ im interessierenden Bereich kalibriert war[45]. Einer unserer Testlaser hatte aber eine Wellenlänge von $1130nm$. Ge-Dioden, die in beiden Messplätzen verwendet werden, ändern zwischen $980nm$ und $1300nm$ ihre Empfindlichkeit um etwa 40%. Ohne eine genaue Kenntnis der Wellenlänge des Lasers und der zugehörigen Empfindlichkeit des Detektors ist eine Aussage über die differentielle Effizienz nicht mit der erwünschten Präzision möglich.

Als Ergebnis der Untersuchungen zeigte sich, dass der (GaIn)As-Laser bei uns mit einer um 15% größeren Schwellstromdichte vermessen wurde als in München[46]. Schätzt man die Empfindlichkeit des Münchner Detektors mit unseren Kalibrierdaten des Newport 818-IR-Detektors ab (was sicher nur relativ grob geht), und korrigiert die LI-Kennlinie entsprechend, so findet man eine akzeptable Übereinstimmung der Messwerte der differentiellen Effizienz der optischen Leistung (unter 10% Abweichung). Der Parameterbereich, der mit diesem Laser-Vergleich abgedeckt wurde, reicht allerdings nur bis $400mA$ und $80mW$. Dieser Bereich ist relativ klein verglichen mit dem Gesamtumfang der messbaren Größen ($4A$, $2W$). Um auch über größere Ströme (bis etwa $1,6A$) Aussagen machen zu können, haben wir noch zwei (GaIn)(NAs)-Laser, die bei etwa $1300nm$ emittieren und Schwellstromdichten von über einen Ampere haben, vergleichend untersucht. Es ergaben sehr unterschiedliche Ergebnisse, die vermutlich auf die individuellen Eigenheiten der verwendeten Laser zurückzuführen sind und keine quantitative

[45] Es handelt sich um eine Eigenentwicklung von Infineon, die auf den industriellen Einsatzzweck hin optimiert ist.

[46] Diese erhöhte Schwelle entspricht der Lasermessung bei 40°C in München. Der Messplatz von Herrn Hedrich erlaubt die Kennlinienaufnahme bei unterschiedlichen Temperaturen und damit die zusätzliche Bestimmung von T0, die bei uns (noch) nicht möglich ist. Auch die differentielle Effizienz mit korrigierter Lichtleistung entspricht eher der 40°C-Kurve als der 25°C-Kennlinie.

Aussage über Messplatzeigenschaften zulassen.

Um abschließend einen quantitativen absoluten Messfehler des Messplatzes angeben zu können, fehlen noch weitergehende vergleichende Untersuchungen. Aus den Betrachtungen, die aus den Einzelkomponenten folgen, und den bisherigen Laserdaten, die sowohl an den verschiedenen Messplätzen unseres Industriepartners als auch bei uns gemessen wurden, ergibt sich zu diesem Zeitpunkt ein „Vertrauensbereich“, der etwa in der Größe von 10% bis maximal 20% liegen dürfte. Die Wiederholbarkeit und der zufällige Messfehler sind mit etwa ±2% kleiner[47], aber immer noch so groß, dass aufgrund der für größere Messwerte zunehmenden absoluten Streuung (die relative Streuung bleibt dagegen konstant) Detail-Untersuchungen von Kennlinien (z.B. *kink*-Untersuchungen oder Auswertungen von Ableitungen) unter Vorbehalt durchgeführt werden müssen. Dafür bietet der Messplatz einen ungewöhnlich großen zugänglichen Parameterbereich, der die einfache Messung von Standard-Breitstreifenlasern von geringer spontaner Emission bis hin zur Hochleistungs-Emission ermöglicht.

B.3.9 Ausblick

Im letzten Kapitel wurden die Entwicklung, der Aufbau und die Spezifizierung eines gepulsten LIV-Messplatzes für die Vermessung von nichtgepackten Breitstreifenlaserbarren beschrieben. Die Realisierung eines solchen Systems lässt sich sinnvoll nur durch paralleles Arbeiten von Fachleuten in den verschiedenen Teilbereichen durchführen. So wurde der Pulsgenerator von der Elektronik-Werkstatt entwickelt, während gleichzeitig die feinmechanischen Werkstätten die benötigten mechanischen Bauteile herstellten. Die System-Konzeption, die Entwicklung der optischen und mechanischen Baugruppen, die Programmentwicklung, die Auswahl und Bestellung zusätzlich benötigter Komponenten lag aber im Wesentlichen in nur einer Hand und erforderte daher das sequentielle Abarbeiten der zum Teil sehr unterschiedlichen Aufgaben. Effizienter und weniger zeitintensiv wäre die Arbeit wohl in Zusammenarbeit mit (mindestens) einem zusätzlichen Teammitglied gewesen, das aber nicht zur Verfügung stand. Obwohl der Messplatz mittlerweile als Standardmessgerät eingesetzt wird, befindet er sich immer noch in einem (fortgeschrittenen) Entwicklungszustand. Manche Eigenheiten des Messplatzes, vermisste Einstellmöglichkeiten und Verbesserungsideen ergeben sich erst in der Messpraxis am konkreten Bauelement und lassen eine weitere Entwicklungs-Iteration zur Produktverbesserung sinnvoll erscheinen. Einige Änderungen sind dabei eher notwendig, während andere nur eine wünschenswerte oder eine nützliche Ergänzung darstellen. Viele Probleme oder Verbesserungsvorschläge sind bereits in den jeweiligen Teilkapiteln besprochen worden. Als wichtig sollen an dieser Stelle drei Punkte hervorgehoben werden, die in der Messpraxis

[47] Der Fehler bezieht sich auf den jeweiligen mittleren Messwert und nicht auf den Vollausschlages.

eine merkliche Einschränkung bedeuten. Als erstes (und einfachstes) ist dies eine optimierte automatische Trigger-Einstellung des Oszilloskops beim Start der Messung durch das Messprogramm. Die einfachste Lösung stellt eine Implementierung eines variabel einstellbaren Triggerniveaus in die Programmoberfläche dar. Die Einstellung sollte die Relation der Triggereinstellung zur prognostizierten Spannungspulshöhe festlegen und dürfte nach wenigen Probemessungen den gewünschten Effekt zeigen. Diese Einstellung müsste dann sinnvollerweise auch in die Initialisierungsdatei übernommen werden. Eine andere, universeller funktionierende Korrektur könnte den Triggerausgang des Pulsgenerators zusammen mit dem externen Triggereingang des Oszilloskops nutzen. Dies wäre vermutlich die eleganteste und zuverlässigste Möglichkeit, ein stabiles Oszilloskop-Bild zu erreichen, würde aber einen veränderten Startbereich der Messprozedur und damit mehr Programmieraufwand erfordern[48]. Die beiden anderen wichtigen Probleme sind leider wesentlich schwieriger bzw. aufwendiger zu lösen. Das eine betrifft die Stabilität des Pulsgenerators gegen Abstürze. Zwar sind automatische Messungen durch die Firmware-Änderung möglich geworden, dennoch sind die Nachteile durch den instabilen Betrieb erheblich. Neben der verlangsamten Messung sind vor allem die Ausreißer in den Kennlinien, die bei einem Absturz entstehen, hinderlich. Die Ursache der Programm-Abstürze konnte bisher nicht lokalisiert werden. Der Fehler müsste von der Elektronik-Werkstatt gefunden und behoben werden. Falls das Hardwareproblem nicht gelöst werden kann, gibt es noch einige Möglichkeiten durch Firmware- und Software-Anpassungen das Messsystem unempfindlicher gegen die Abstürze des Pulsgenerator-Programms zu machen und damit die Messplatz-Eigenschaften zu verbessern[49]. Könnte man Kennlinien aufnehmen, die keine Ausreißer der Messpunkte aufwiesen, hätte man leicht die Möglichkeit, softwareseitig automatisch die Regressionsparameter der LI-Kurve zu bestimmen und abzuspeichern. Dies würde den Aufwand beim Auswerten der

[48]Wenn man den externen Trigger nutzen möchte, muss man die von der Pulshöhe abhängigen Verzögerungszeiten des Leistungspulses (bis zu $60ns$) mit in die Wellenformauswertung mit einbeziehen, bzw. die Pulsposition zunächst bestimmen und dann entsprechend neu setzen. Die externe Triggerung sollte zuverlässig funktionieren und damit die vollautomatische Messdurchführung, ohne Abfrage der korrekten Wellenform, ermöglichen.

[49]Man könnte z.B. dem Messprogramm mitteilen, wenn der Pulsgenerator abgestürzt ist. Dies könnte Programm-intern z.B. über die Bestimmung der notwendigen Mess-Zeit geschehen (vermutlich nicht ideal) oder extern über einen zusätzlich implementierten Befehl des Pulsgenerators, der seinen Absturz ja selbst feststellen kann. Wenn ein Absturz-Ereignis gemeldet wird, kann der Messpunkt wiederholt oder verworfen werden.

Als alternative, relativ schnell zu verwirklichende Lösung könnte man die abweichenden LI-Messpunkte auch nach der Messung softwareseitig entfernen. Da die Ausreißer meist deutlich entfernt von der eigentlichen Kennlinie liegen (sie liegen i. A. zu kleineren Strömen verschoben), könnte man sie durch einen Relationsvergleich identifizieren. Eine solche Lösung könnte unter Umständen aber auch eine echte Struktur in der Kennlinie entfernen und wäre nicht ursächlich an das Absturz-Problem gebunden.

Laser-Kennlinien reduzieren[50].

Die dritte vorrangige Aufgabe ist die automatische Messbereichsverstellung der optischen Messung. Dazu muss man das Signal am Analogausgang des Powermeters überwachen und, wenn die Pulshöhe eine Schwellspannung über- oder unterschreitet, den Messbereich ändern. Um diesen Vorgang zu automatisieren, ist zusätzliche Hardware notwendig, die zudem in die Software-Umgebung eingepasst werden muss. Durch die Verwendung eines Digital-Oszilloskops mit mindestens drei Eingangskanälen oder eines zweiten Digitaloszilloskops hätte man das Problem umgehen können[51]. Ob die Aufgabe durch eine Anpassung der Software lösbar ist, sollte vorher ausprobiert werden. Z.B. könnte man versuchen, ob die Peak-to-Peak-Messmöglichkeit des Powermeters eine interne Pulshöhenbestimmung ohne weitere Hardware zulässt. Auch könnte eine genaue Analyse der Anstiegs- bzw. Abfallszeiten in Abhängigkeit vom Messbereich und den Pulsparametern die gezielte Messbereichsumstellung ermöglichen. Als weitere notwendige Aufgabe sehe ich die genauere Bestimmung des absoluten Messfehlers an. Dazu müsste man auf der einen Seite die Stromstärke mit einer weiteren Methode absolut bestimmen können und vor allem die gepulste Lichtleistung mit Messungen vergleichen, die der Spezifikation des Powermeters entsprechen[52].

Neben den genannten wichtigen Punkten gibt es denkbare Änderungen an dem Messplatz, die den Bedien-Komfort oder die Messergebnisse unter Umständen verbessern könnten oder die Einsatzmöglichkeiten des Messplatzes erweitern würden.

Das Messplatz-Programm ist evolutionär entstanden. Es enthält deshalb noch unnütze Überreste von älteren Lösungsansätzen, die für eine übersichtliche Programm-Gestaltung entfernt werden sollten. Auch sollte die Bedienoberfläche an die in der Messpraxis vorkommenden Gegebenheiten angepasst werden. Zur Verbesserung der Messgenauigkeit könnte man über verschiedene Änderungen im Algorithmus nachdenken. So könnte man versuchen, die Wellenformauswertung auf den in der Praxis häufig auftretenden Spannungspulstyp besser anzupassen, um so glättere UI-Kennlinien zu erhalten. Nach einer Verbesserung der Qualität

[50] Zur automatischen Auswertung der Schwellstromdichte und der differentiellen Effizienz würde man eine lineare Regression über einem vorher definierten Wertebereich der LI-Kennlinie durchführen. Den Wertebereich sollte man in Auswahlfeldern der Benutzeroberfläche des Programms frei festlegen und in der Initialisierungsdatei ablegen können. Für eine adäquate Auswertung der UI-Kennlinie müsste man eine verbesserte Kennlinien-Qualität sicherstellen, um vernünftige Messwerte zu bekommen.

[51] Man könnte z.B. das Tektronix TDS 224 (ca. 3000E) dazu benutzen, das vier Eingangskanäle bietet. Bei jedem Messpunkt müsste man dann das Maximum des optischen Pulses bestimmen, was die Messgeschwindigkeit verlangsamen würde. Die unterschiedlichen Pulsdauern der schnellen elektrischen Pulse und des langsamen optischen Signals wären bei der Verwendung eines Oszilloskops problematisch, da alle Kanäle auf einer Zeitbasis laufen.

[52] Dies könnte man vielleicht damit erreichen, dass man einen Laser mit möglichst kleinem aktivem Bereich (z.B. *Ridge-Waveguide* oder VCSEL) gepulst und (quasi) *cw* betreibt und die Ergebnisse miteinander vergleicht.

beider Kennlinien, sollten eine automatische UI- und LI-Kennlinienauswertungen in das Programm implementiert werden. Vorstellbar wäre auch eine iterative Anpassung der LI-Kurven mit Hilfe der (gespeicherten) Wellenformen, womit man einen prinzipiellen Nachteil der integralen Lichtleistungsmessung, die Einbeziehung der nichtidealen Puls-Anteile in die Bestimmung der Lichtleistung, ausgleichen könnte. Weiterhin könnte man versuchen die Übermittlung der Wellenform binär durchzuführen und so wesentlich zu beschleunigen. Dann wäre es auch möglich, mehr Wellenformpunkte in die Auswertung einzubeziehen.

Neben den oben beschriebenen Korrekturen am Pulsgenerator könnte man auch noch den Einstellbereich der Pulsbreite vergrößern. Der Bereich ist über die Auflösung, den Startwert und die Anzahl der Digitalisierungsschritte festgelegt. Die Auflösung beträgt für die Pulsbreite momentan $1/10ns$, was sich in der Messpraxis als nicht notwendig herausgestellt hat. Diese Einstellungen sind in der Firmware abgelegt und könnten relativ einfach geändert werden. Interessanter wäre die Erweiterung hin zu längeren Pulsen (z.B. $x10$). In wieweit für lange Pulsdauern die hohe Qualität der Rechteckpulse (insbesondere für Hochstrompulse) ohne Änderungen an der Leistungsendstufe aufrechterhalten werden könnte, müsste ausprobiert werden[53].

Beim mechanischen Aufbau sollte man die Probenauflage durch einen polierten und vergoldeten Kupferblock ersetzten. Wenn man den Lineartisch zur Höhenverstellung des Leistungsmoduls durch einen mit ausreichend verstärkter Rückstellfeder ersetzen könnte, würde das die Handhabung beim Probenwechsel merklich erleichtern. Auch die Einkoppel-Optik bzw. –Mechanik für die Glasfaser in den Monochromator ist noch nicht optimal gestaltet und erfordert noch einen zu großen Justieraufwand. Um die Wellenlängenbestimmung standardgemäß durchführen zu können, könnte man an den zweiten Eingangsspalt des Monochromators, der momentan nicht genutzt wird, eine permanente Einkoppel-Einrichtung für Glasfasern mit FC-Stecker installieren (vergleichbar mit den Eingängen bei Optischen Spektrum Analysatoren).

Um Laser temperaturabhängig vermessen zu können, sind zwei unterschiedliche Ausbaustufen sinnvoll. Für eine konventionelle T_0-Bestimmung reicht es aus, Kennlinien bei einigen Temperaturen im Bereich von etwa 15°C bis 100°C aufzunehmen. Dazu benötigt man eine Probenauflage, deren Temperatur mittels eines Peltier-Elementes eingestellt und über eine (computersteuerbare) Kontroll-einheit geregelt wird. Dabei handelt es sich um kommerziell verfügbare Standard-Geräte, die, wenn sie über GPIB-Schnittstelle verfügen, relativ einfach in das Messprogramm integriert werden könnten. Für die mechanische Integration müsste man eine anders konstruierte Probenauflage verwenden, die dann allerdings Lumineszenzmessungen nach der bisherigen Methode nicht zulassen würde. Um elektri-

[53] Das Messprogramm müsste natürlich auch an die geänderten Einstellungen angepasst werden. Da der spezifizierte Dauerstrom der Leistungsendstufe und der Dauerstrom des DAW-07 (2A bzw. 1,5A) kleiner als der Spitzenstrom sind, müsste man vermutlich Begrenzungen in die Software einbauen, die abhängig vom Tastverhältnis sind.

sche und optische Messungen jenseits des Taupunktes bis hinunter zur Heliumtemperatur durchführen zu können, könnte man das Bauelement in einen Kryostaten einbringen. Ein mit tieftemperatur- und hochfrequenztauglichen BNC-Durchführungen versehener Kryostateinsatz ist bereits vorhanden. Noch entwickelt werden müsste eine zuverlässige Probenauflage und Kontaktierung für die Laser. Aufgrund des vergrößerten Arbeitsabstandes zwischen Laser und Detektor benötigt man für die Bestimmung der Lichtleistung eine geänderte Einkoppeloptik, die noch entwickelt und kalibriert werden müsste. Lumineszenzmessungen wären mit dem Kryostateinsatz standardgemäß möglich. Wegen der zwangsläufig notwendigen langen Kabelverbindungen müsste man als Leistungsendstufe das Modul AIF-02 benutzen und noch ein Widerstandsnetzwerk zur Messung der elektrischen Größen in die Probenauflage integrieren. Wegen der Beschränkung des maximalen Stromes auf ca. $400mA$ stellt sich die Frage, für welchen Lasertyp man die Probenauflage konzipieren sollte. VCSEL, Ridge Waveguide-Laser oder andere Bautypen mit kleinen Schwellströmen könnten im Kryostaten ebenso wie (sehr) gute Breitstreifenlaser untersucht werden.

Diodenlaser, die gute Eigenschaften bei gepulsten Messungen zeigen, besitzen nicht unbedingt vergleichbar gute Gleichstrom-(*cw*-)Eigenschaften [116]. Diodenlaser für Glasfaserkommunikationsanwendungen werden üblicherweise mit einem Bias-Strom betrieben, der mit Hochfrequenzsignalen moduliert wird. Solche Laser müssen sowohl gute *cw*- als auch gute Hochfrequenzeigenschaften besitzen. Da man i. A. die eine Eigenschaft nicht aus der anderen ableiten kann, benötigt man für die Beurteilung der Qualität von Kommunikations-Lasern beide Charakterisierungsmethoden. Wenn man Laser mit Schwellströmen, die kleiner als *100mA* sind, auch mit kontinuierlichem Gleichstrom untersuchen wollte (im Kryostaten oder auch auf der konventionellen Probenauflage), bestünde die Möglichkeit, die vorhandene Gleichspannungsquelle *Keithley 236* in die Messplatzumgebung zu integrieren. Das Gerät verfügt über eine GPIB-Schnittstelle und erlaubt die hochpräzise Aufnahme von ungepulsten UI-Kennlinienen bis $100mA$. Für unsere Anwendungen wäre eine *cw*-Integration für die Vermessung von VCSELn sinnvoll. Aufgrund des eingeschränkten Strom-Bereiches und der Aufheizproblematik könnte man die *cw*-Erweiterung für Breitstreifenlaser dagegen nicht nutzen. Wollte man zu höheren Strömen gehen, bräuchte man eine andere Stromquelle und zwingend eine aktive Kühlung der Bauelemente.

Eine weitere, nützliche Erweiterung des Messplatzes bezieht sich weniger auf Laser-Messungen als vielmehr auf allgemeine elektrische Messaufgaben mit dem Oszilloskop. Da in das Messplatzprogramm schon zwingend Mess- und Auslesefunktionen für das Oszilloskop implementiert sind, könnte man diese sehr einfach auch für solche Zwecke nutzbar machen. So wäre die Ausgabe von Wellenformen, die bis jetzt nur auf dem Drucker möglich ist, als ASCII-Datei wünschenswert. Auch die automatischen Messfunktionen, die durch das Kommunikationsmodul bereitgestellt werden, und die schon in die erste Programmversion implementiert sind, könnte man nutzbringend verwenden.

Der modulare Aufbau des Messplatzes und die Konzeption des Messprogramms bieten die Möglichkeit zahlreiche zusätzliche Messaufgaben mit relativ geringem Programmier- und Umbau-Aufwand durchzuführen. Der LIV-Messplatz ist flexibel erweiterbar auf ein elektrisches und optisches Messsystem, das über die reine Vermessung von Breitstreifenlasern hinausgeht. Damit ist das System neben den bereits diskutierten Eigenschaften als gepulster Laser-Messplatz in einem Forschungslabor vielseitig einsetzbar.

Literaturverzeichnis

[1] J S Harris Jr: *GaInNAs long-wavelength lasers: progress and challenges*, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 880-891

[2] D. Meschede: *Optik, Licht und Laser*, Teubner Studienbücher, Stuttgart, Leipzig (1999)

[3] Weng W. Chow, S. W. Koch: *Semiconductor Laser Fundamentals*, Springer Verlag (1999)

[4] L. A. Coldren, S. W. Corzine: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits,* Wiley Series in Microwave and optical engineering, New York

[5] L. Vegard, Zeit. f. Physik 5, (1921) 17-26

[6] P R C Kent, L Bellaiche, and A. Zunger: *Pseudopotential theorie of dilute III-V nitrides*, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 851-859

[7] F. Höhnsdorf, Philipps-Universität Marburg, Dissertation (2001)

[8] E. O. Göbel, K. P.: *Fabrication and optical properties of semiconductor QWs and Superlattices*, Progress in Quantum Electronics **14** (1990), S. 289

[9] H. Haug, S. W. Koch: *Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (1993) Second edition

[10] Manasevit, H.: *Single-crystal gallium arsenide on insulating substrates*, Applied Physics Letters **12** (1968), S. 156

[11] Stringfellow, G. B.: *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice*, Academic Press Inc. London (1989)

[12] Weyers M, Sato M and Ando H 1992 Japan. J. Appl. Phys. **31** L853

[13] V. Yu. Davydov, A. A. Kochikhin, R. P. Seisyan, V. V. Emtsev, S. V. Ivanov, F. Bechstedt, J. Furthmüller, H. Harima, A. V. Mudryi, J. Aderhold, O. Semchinova, and J. Graul: *Absorption and Emission of Hexagonal InN.*

Evidence of Narrow Fundamental Band Gap, Phys. stat. sol. (b) **229**, No. 3, R1-R3 (2002)

[14] W. Walukiewicz: *Narrow band gap group III-nitride alloys*, Physica E 20 (2004) 300-307

[15] A Bhouri, H Mejri, F Ben Zid, H Belmabrouk, M Said, N Bouarissa, and J-L Lazzari: *Modelling of visible and near infrared wavelength quantum well devices made of zinc-blende InxGa1-xN*, J. Phys.: Condens. Matter **16** (2004) 511-519

[16] J. Koch: *Herstellung von (GaIn)(NAs) mit neuartigen Gruppe-V-Quellen und Untersuchung der optischen und strukturellen Eigenschaften,* Diplomarbeit 1999, Fachbereich Physik, Philipps-Universität Marburg

[17] K. Volz, J. Koch, W. Stolz *to be published*

[18] Skierbieszewski C et al. 2000 Appl. Phys. Lett. 76 2409

[19] W. Shan, Walukiewicz, J W Ager, E. E. Haller, J. F. Geisz, D. J. Friedmann, J. M. Ohlson and S. R. , Phys. Rev. Lett. **82** 1221

[20] E P O'Reilly, A Lindsay, S Tomic and M Kamal-Saadi: *Tight-binding and kp models for the electronic structure of Ga(In)NAs and related alloys*, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 870-879

[21] A. Wagner, C. Ellmers, F. Höhnsdorf, J. Koch, C. Agert, S. Leu, M. Hofmann, W. Stolz, W. W. Rühle: *(GaIn)(NAs)/GaAs vertical cavity surface-emitting laser with ultrabroad temperature operation range*, Appl. Phys. Lett. **76**, 271 (2000)

[22] J. Hader and S. W. Koch, J. V. Moloney, E. P. O'Reilly: *Gain in 1.3μm materials: InGaNAs and InGaPAs semiconductor quantum-well lasers*, Applied Physics Letters **77**, No. 5 (2000)

[23] C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, Cambridge Studies in modern optics (1999)

[24] Osram Opto Semiconductors, Produktbeschreibung: *High Power Lasers*, www.osram-os\ ...\SFC03_Laser.pdf

[25] A. Phillips, S. Sweeney, A. Adams, and P. J. A. Thijs: *The Temperature Dependence of 1.3- and 1.5-μm Compressively Stained InGaAs(P) MQW Semiconductor Lasers*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. **5**, No. 3 (1999)

[26] W. Stolz: *Alternative N-, P- and As-precursors for III/V-epitaxy*, Journal of Crystal Growth 209 (2000) 272-278

[27] W. Stolz, T. Whitaker: *TBAs and TBP- Improved Group V Sources for MOVPE*, Compound Semiconductor 5(7) 1999

[28] S. Leu, F. Höhnsdorf, W. Stolz, R. Becker, A. Salzmann, and A. Greiling: *C- and O-incorporation in (AlGa)As epitaxial layers grown by MOVPE using TBAs*, J. Cryst. Growth **195**, pp 98-104 (1998)

[29] H. Soda, Y. Suematsu, C. Kitahara, and K. Iga, Jpn. J. Applied Phys., 18 p.2329 (1979)

[30] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita: *Surface-emitting semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron., Vol 24, pp 1845-1855 (1988)

[31] C. Agert, F. Höhnsdorf, J. Koch, S. Leu, W. Stolz, M. Müller, J. Lorberth, accepted for publication.

[32] C. Agert, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (1998)

[33] W. J. Bartels, J. Hornstra and D. J. W. Lobeek: *X-ray Diffraction of Multilayers and Superlattices*, Acta Cryst. (1986) A**42**, 539-545

[34] S. Takagi, J. Phys. Soc. Japan, 26 (1969) 1239

[35] D. Taupin, Bull. Soc. Franc. Mineral. Crist. 87 (1964) 469

[36] mündliche Mitteilung von Leander Tapfer, CNRSM Brindisi

[37] *Multi Mode Scanning Probe Microscope Instruction Manual / Command Reference Manual V 4.11* Digital Instruments Inc., Santa Barbara, USA (Veeco), (1996)

[38] N. A. Burnham, F. Oulevey G. Gremaud P.J. Gallo D. Gourdon E. Dupas A. J. Kulik-H. M. Pollok G.A.D.B.: *How does a tip tap?* In Nanotechnology **8** (1997), S. 67

[39] J. Wagner, T. Geppert, K. Köhler, P. Ganser, and N. Herres: *N-induced vibrational modes in GaAsN and GaInAsN studied by resonant Raman scattering*, Journal of Applied Physics **90**, No. 10 (2001)

[40] T. Geppert, J. Wagner, K. Köhler, P. Ganser, and M. Maier: *Preferential formation of Al-N bonds in low N-content AlGaAsN*, Applied Physics Letters **80**, No 12 (2002)

[41] J. Wagner, T. Geppert, K. Köhler, P. Ganser, and M. Maier: *Quantitative assessment of Al-to-N bonding in dilute Al0.33Ga0.67As1-yNy*, Applied Physics Letters **83** No. 14 (2003)

[42] Cameca ... USA Produktinformation www.cameca.com

[43] F. Höhnsdorf, J. Koch, C. Agert, W. Stolz, J. Cryts. Growth **195**, (1998) 391

[44] K. Volz, A. K. Schaper, A. Hasse, T.E. Weirich, F. Höhnsdorf, J. Koch, W. Stolz, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **619** (2000) 291

[45] Hollemann, Wiberg: *Lehrbuch der Anorganischen Chemie*, 91.-100. deGryter Berlin, New York (1985)

[46] Zhang Y, Mascarenhas A, Xin H P and Tu C W (2000) Phys. Rev B **61** 7479

[47] E. Yablonovitch, J. P. Harbison R. B.: *Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films.* In: Applied Physics Letters **51** (1987), S. 2222

[48] X. S. Wu, J. L. M.: *Selective etching characteristics of HF for AlGaAs/GaAs.* In : Electronics Letters **21** (1985), S. 558

[49] A. Van Geelen, G. J. Bauhuis P.C Van Rijsingen, P. Schmidt L. J. G.: *Epitaxial lift-off GaAs solar-cell from a reusable GaAs substrate.* In: Materials Science and Engineering **B45** (1998), S. 162

[50] LePore, J.J: *An improved technique for selective etching of GaAs and AlGaAs.* In : Journal of Applied Physics **51** (1980), S. 6441

[51] R. Rettig, W. Stolz: *Atomic Scale Properities of Interior Interfaces of Semiconductor Heterostructures as Determined by Quasi-Digital Highly Selective Etching and AFM.* In PhysicaE 2 (1998), S. 277

[52] Rettig, R.: *Untersuchung struktureller Unordnung in Halbleiterheterostrukturen*, Philipps-Universität Marburg, Dissertation, 1998

[53] Bernatz, G.: *Struktur innerer Grenzflächen von Halbleiter-Heterostrukturen und ihre Auswirkung auf optische Eigenschaften*, Philipps-Universität Marburg, Dissertation, 2000

[54] Nau, S.: *Entwicklung und Anwendung einer neuartigen Methode zur strukturellen Untersuchung GaAs-basierender epitaktischer Heterostrukturen*, Philipps-Universität Marburg, Diplomarbeit

[55] G. Bernatz, S. Nau, R. Rettig, H. Jänsch, and W. Stolz: *Experimental investigations of structures of interior interfaces in GaAs*, Journal of Applied Physics 86, pp. 6752-6757 (1999)

[56] G. Bernatz, S. Nau, R. Rettig, W. Stolz: *Effect of MOVPE growth interruptions on the gallium arsenide interior interface morphology*, Journal of Electronic Materials 29, pp. 129-133 (2000)

[57] T. Torunski: *Strukturelle Untersuchung innerer Grenzflächen im metastabilen Materialsystem (GaIn)(NAs)*, Philipps-Universität Marburg, Diplomarbeit (2001)

[58] E Gouardes, F Alexandre O Gauthier-Lafaye, A Voung-Becaert, V Colson, B Thedrez: Studies of MOVPE growth conditions for the improvement of GaInAsN on GaAs substrates for 1.3μm laser emission, J. of Crystal Growth 248 (2003) 446-450

[59] Carl Asplund: *Epitaxy of GaAs-based long-wavelengh vertical cavity lasers*, Doctorial Thesis, Laboratory of Materials and Semiconductor Physics, Department of Microelectronics and Information Technology, Royal Institute of Technology, Electrum 229, SE-164 40 Kista, Sweden, Stockholm

[60] Lars Gottwald, K. Pierz, F. J. Ahlers, and E. O. Göbel, S. Nau, T. Torunski, and W. Stolz: *Correlation of the physical properties and the interface morphology of AlGaAs/GaAs heterostructures*, J. Appl. Physics, Vol **94**, Number 4, p 2464 (2003)

[61] Hedberg, C. L.: *Handbook of Auger Electron Spectroscopy*, Eden Prairie, Minnesota: Physical Electronics Inc. 1995

[62] L. Auvray, H. Dumont, J. Dazord, Y. Moteil, J. Bouix, c. Bru-Chevalier: *AFM study and optical properties of GaAsN/GaAs epilayers grown by MOCVD*, Jounal of Crystal Growth **221** (2000) 475-480

[63] F. Grosse, R. Zimmermann: *Monte Carlo growth simulation for* $Al_xGa_{1-x}As$ *heteroepitaxie*, J. Crystal Growth **212** (200) 128-137

[64] F. Grosse, M. F. Gyure: *Ab initio based modeling of III-V semiconductor surfaces: Thermodynamic equilibrium and growth kinetics on atomic scales*, Physical Review B **66**, 075320 (2002)

[65] F. Grosse, W. Barvosa-Carter, Jenna Zinck, Matthew Wheeler, M. F. Gyure: *Arsenic Flux Dempendence of Island Nucleation on InAs(001)*, Physical Review Letters **89**, No. 11 (2002)

[66] E. T. Croke, F. Grosse, J. J. Vajo, M. F. Gyure, M. Floyd, D. J. Smith: *Substitutional C fraction and the influence of C on Si dimer diffusion in* $Si_{1-y}C_y$ *alloys grown on (001) and (118) Si*, Applied Physics Letters, **77**, No. 9 (2000)

[67] AXT: American Xtal Technologies, USA, Email: sales@AXT-VGF.com; WT: Wafer Technology LTD. 34 Maryland Road, Tongwell, Milton Keynes, Bucks MK158HJ, England U. K.

[68] S. Nau, G. Bernatz, and W. Stolz: *Novel investigation technique for interior III/V-semiconductor interfaces*, Proceedings of the 25^{th} International Conference on the Physics of Semiconductors, Springer Proc. in Physics **87**, 435 (2001)

[69] S. Nau, G. Bernatz, and W. Stolz: *Novel investigation technique for interior III/V-semiconductor interfaces*, Proceedings of the 25^{th} International Conference on the Physics of Semiconductors, Springer Proc. in Physics **87**, 435 (2001)

[70] L. Gottwaldt, K. Pierz, F. J. Ahlers, E. O. Göbel, S. Nau, T. Torunski, W. Stolz: *Mesoscopic island structure at GaAs/(AlGa)As interfaces grown by MBE*, Journal of Crystal growth **251** (2003) pp. 85-89

[71] D. K. Biegelsen, J. E. Northrup L.-E. S. : *Surface Reconstructions of GaAs (100) observed by STM*, Physical Review B **41** (1990), S. 5701

[72] I. Kamiya, H. Tanaka, L. T. Florez, J. P. Harbison R. B.: *Surface Science at atmospheric pressure: Reconstructions on (001) GaAs in OMCVD*, Physical Review Letters **68** (1992), S. 627

[73] Pashley, M. D.: *Electron Countig Model and its application to island structures on MBE grown GaAs (001) and ZnSe (001)*, Physical Review Letters **58** (1991), S. 406

[74] M. D. Pashley, J. M. G.: *Scanning Tunneling Microscopy comparison of GaAs (001) vicinal surfaces grown by MBE*, Applied Physics Letters **58** (1991), S. 406

[75] M Pristovsek, S Tsukamoto, B Han, J-T Zettler, W Richter: *Influence of the reconstruction of GaAs(001) on the electro-optical bulk properties*, J. of Crystal Growth 248 (2003) 254-258

[76] M Rristovsek, H Menhal, J-T Zettler, W Richter: diffusion of Ga on the GaAs(113) surface in the [1-10] direction during MOVPW growth, Applied Surface Science 166 (2000) 433-436

[77] G. Bernatz, S. Nau, W. Stolz: *Macrostep dynamics of unstrained and strained epitaxial III/V semiconductor surfaces*, to be published.

[78] Tersoff, J.: *Step-bunching instability of vicinal survaces under stress*, Physical Review Letters **75** (1995), S. 2730

[79] D. Gammon, D. S. K.: *Excitons, Phonons, and interfaces in GaAs/AlAs QW structures*, Physical Review Letters **67** (19991), S. 1547

[80] R. Grousson, N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux, C. D.: *Microroughness and exciton Localization in AlGaAs/GaAs QWs*, Physical Review B **55** (1997), S. 5253

[81] K. Fujiwara, K. P.: *Dynamical Stokes shift due to interface nanoroughness in growth islands on GaAs single quantum wells*, Physical Review B **56** (1997), S. 1081

[82] L. Gottwaldt, Physikalisch-Technische Bundesanstalt und Philipps-Universität Marburg, Dissertation (2002)

[83] Lars Hofmann: *Untersuchung und Anwendung des epitaktischen Wachstums von (AlGa)As und (GaIn)P auf strukturierten Substraten*, Philipps-Universität Marburg, Dissertation (2000), Shaker Verlag

[84] H. Yang, V.P. LaBella, D. W. Bullock, and P.M. Thibado, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1778 (1999)

[85] F. Bugge, M. Zorn, U. Zeimer, H. Kissel, T. K. Sharma, R. Staske, H. Wenzel, G. Erbert, M. Weyers, „*Effect of growth conditions on indium incorporation and laser performance in highly strained InGaAs/GaAs quantum wells emitting beyond 1,2μm*“, International Workshop on GaAs based lasers for 1.3-1.5μm wavelength range, April 2003, Wroclaw University of Technology

[86] T. Torunski, Philipps-Universität Marburg, Dissertation, to be published

[87] M. Hetterich, M. D. Dawson, Y. Yu. Egorov, D. Bernklau, H. Riechert: *Electronic states and band alignment in GaInNAs/GaAs quantum-well structures with low nitrogen content*, Applied Physics Letters, **76**, No. 8 (2000), S. 1030

[88] P. Kratzer, HMI Berlin, Vortrag in Marburg, 8.12.03

[89] mündliche Mitteilung von Frank Grosse (Dez. 2003)

[90] T. Torunski, B. Kunert, K. Volz, W. Stolz: *N detection in (GaIn)(NAs) by using DF Imaging*, TEM-Konferenz Dresden (2003)

[91] S. Schäfer, Philipps-Universität Marburg, Diplomarbeit (2001)

[92] P. J. Klar, H. Grüning, J. Koch, S. Schäfer, K. Volz, W. Stolz, W. Heimbrodt, A. M. Kamal Saadi, A. Lindsay, E. P. O'Reilly: *(Ga,In)(N,As)-fine structure of the band gap due to nearest-neighbor configurations of the isovalent nitrogen*, Physical Review B **64**, 121203(R) (2001)

[93] J. Koch: *Epitaxie metastabiler III-NAs/NP Mischkristallsysteme und Untersuchung der optischen und strukturellen Eigenschaften*, Philipps-Universität Marburg, Dissertation (2002)

[94] U. Bockelmann, G. Abstreiter, G. Weimann W. S.: *Relevant Scattering Processes, Band Gap Renormalization And Moss-Burstein Shift In Modulation Doped Narrow GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Wells*, Surface Science **229** (1990), S. 398

[95] Werner Prost: *Technologie der III/V-Halbleiter*, Berlin, Heidelberg: Springer (1997)

[96] P. Bhattacharya: *Semiconductor Optoelectronic Devices*, chs. 1 and 2, Pentice Hall, Englewood Cliffs, NJ (1994)

[97] J. Singh: *Semiconductor Optoelectronics, Physics and Technology*, Schaum Division, McGraw-Hill, Inc. New York (1995)

[98] R. Diehl: *High Power Diode Lasers, Fundamentals, Technology, Applications*, Springer (2003)

[99] R. Häring: *Miniature Pulsed Laser Sources: Repetition Rates from Kilohertz to Gigahertz*, Dissertation ETH Zürich, Hartung-Gorre Verlag Konstanz (2001)

[100] H Dumont, L Auvray, J Dazord, Y Monteil, C Bondoux, G. Partriarche: N-enrichment at the GaAs1-xNx/GaAs(001) interface: microstructure and optical properties, J. Cryst. Growth 248 (2003) 441

[101] D W Kisker, G B Stephenson, P H Fuoss, F J Lamelas, S Bennan, P Imperatori: Atomic scale characterization of organometallic vapor phase epitaxial growth using grazing incidence X-ray scattering, J. Cryst. Growth 124 (1992), 1

[102] Koenen Siebdrucktechnik, Koenen GmbH, Maiglöckchenweg 8, D-85521 Ottobrunn, www.koenen.de

[103] Edwards High Vacuum International, Manor Royal, Crawley, West Sussex, RH10 2LW, UK

[104] K Momose, H Yonezu, Y Fujimoto, K Ojima, Y Furukawa, A Utsumi and K Aiki: *Hardening Effect of GaP1-xNx and GaAs1-xNx Alloys by Adding Nitrogen Atoms*, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. **41** (2002) pp. 7301-7306

[105] Mündliche Mitteilung Infineon Technologies München; Fr. Rieger, A. Ramakrishnan (2002)

[106] K. Heime: *Festkörperelektronik*, Vorlesungsskript, Universität-GH-Duisburg (1987)

[107] Newport Resource 2003, Produktkatalog Deutsch, Newport GmbH, Hozhofallee 19-21, D-64295 Darmstadt

[108] *Newport Model 1835-C Multi-Function Optical Meter, Operator's Manuel*, Newport Corporation, Part No. 20061-01, Rev. D (1993)

[109] Newport Detector Calibration Report: 818-IR, S-No. 5993; 818-ST, S-No. 2927

[110] Olszowi, Bernd: *Aufbau eines LED / Laser Lebensdaueremeßstads.* Institut für Experimentelle Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Diplomarbeit, 1997

[111] Baumeister, Infineon Technologies, Neu Perlach. Mündliche Mitteilungen

[112] Rost, A.: *Grundlagen der Elektronik: ein Einstieg für Naturwissenschaftler und Techniker.* Berlin: Akademie Verlag, 1992

[113] *AN-2A-General Applications Information.* http://www.avtechpulse.com/appnote/general/

[114] *Keithley 2520 Pulsed Laser Diode Test System*, Produktkatalog 2001, Keithley Instruments GmbH, Ladsberger Straße 65, D82110 Germering

[115] *Keithley 2500INT Integrating Sphere*, Produktkatalog 2001, Keithley Instruments GmbH, Ladsberger Straße 65, D82110 Germering, ca. 5.000 Euro

[116] Meyer, P.: *Pulse Testing Of Laser Diodes.* www.keithley.com, meyer_paul@keithley.com, 2001

[117] *100V/2A Programmable Pulse Generator HP 8114A.* Produktkatalog 1996, Hewlett-Packard GmbH

[118] Müller Jürgen: *New on-wafer testing concepts accelerate VCSEL production*, Compound Semiconductor, **8**, Number 10 (Nov 2002), 47.

[119] Hebbeker, T.: *Elektronik für Physiker*, RWTH Aachen, SS 2003, Skriptteil 8, www.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/lectures/el1_03/e103/08.pdf

[120] Bimberg, D.: *Methoden der angewandten Physik, Versuch: Signalverarbeitung mit dem Boxcar-Integrator.* Fachbereich 4 Physik, Institut für Festkörperphysik (Internet), 2003.

[121] Ibach, Lüth: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen.* Berlin: Springer Verlag, 1999

[122] Alexander, Helga: *Photodetectors: Test Pulsed Laser Diodes.* Photonics Spectra (December 2002), 60. (Keithley Instruments Inc, Cleveland)

[123] A. Ramakrishnan, G. Steinle, D. Supper, C. Degen and G. Ebbinghaus: *Electrically pumped 10 Gbit/s MOVPE-grown monolythical 1.3 µm VCSEL with GaInNAs active region.* IEE Electronic Lett. Vol **38** No.7, (2002), pp. 322-323

[124] H. Riechert, A. Ramakrishnan, G. Steinle: *Development of InGaAsN-based 1.3µm VCSELs*, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 892-897

[125] Bergmann, Schäfer: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 6, Walter de Gruyter, 1992

[126] Tektronix Benutzerhandbuch: *Digitale Echtzeit-Oszilloskope der Serie TDS200*, 071-0402-01

[127] Tektronix Instructions: *TDS200-Series Extension Modules*, 071-0409-01

[128] Tektronix Programmer Manual: *TDS200-Series Digital Real-Time Oscilloscope*, 071-0493-01

[129] Thorlabs, Inc. Laubacher Weg 27, D-35305 Grünberg, Newport GmbH, Holzhofallee 19-21, D-64295 Darmstadt.

[130] HP-IB DDE Server, Microsoft Windows Version B.00.00, HP-IB DLL Version 2.1, © Hewlett-Packard Co., 1992 und HPIBInt: interaktives HP-IB-Programm.

[131] Hewlett Packard: *Using the HP-IB Interface and Command Library with DOS*, 1989, 1991

[132] LabView, National Instruments Corporation, Konrad-Celtis-Str. 79, D-81369 München.

[133] Borland Delphi Standard, Version 4.0, © Inprise Corporation, 1998

[134] Lang, Bohne: *Delphi 3.0 lernen, Anfangen, Anwenden, Verstehen*; Addison-Wesley, ISBN 382731190 x, 495 Seiten

[135] Walter Doberenz, Thomas Kowalski: *Programmieren lernen in Borland Delphi 2*; Hanser, ISBN 3 446 18852 5, 324 Seiten

[136] Demo of Tsp_xyPlot v. 2.2; S. P. Pod'yachev 1998-1999, www.iae.nsk.su~lab12/pod

[137] Origin 6.1G, OriginLab Corporation, Northampton, MA 01060 USA. Wir benutzen dieses Programm für die weitere Auswertung von Messdaten.

[138] Bergmann Schäfer: *Lehrbuch der Experimentalphysik III, Optik;* 8.Auflage deGryter (1987)

[139] M.Kondow, T Kitatani, S. Nakatsuka, M. C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai: *GaInNAs A Novel Material for Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Elektronics, Vol 3 No. 3 (1997)

[140] M. Kondow, K Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S Watahiki and Y. Yazawa: *GaInNAs: A Novel Material for Long-wavelength-Range Laser Diodes with Excellent High-Temperature Performance*, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. **35** (1996) pp. 1273-1275

[141] T. Kitatani, K. Nakahara, M. Kondow, K. Uomi, T. Tanaka: *A 1.3μm GaInNAs/GaAsSingle-Quantum-Well Laser Diode with a High Characteristic Temperature over 200K*, Jpn. J. Appl. Phys. Vol 39 (2000) 86-87

[142] F. Höhnsdorf, J. Koch, S. Leu, W. Stolz, B. Borchert, M. Druminski: *Reduced threshold current densities of (GaIn)(NAs)/GaAs single quantum well lasers for emission wavelenths in the range 1.28-1.38μm*, Electron. Lett. **35** (1999) 571

[143] R. Fehse, S. Tomic, A. R. Adams, S. J. Sweeney, E. P. O'Reilly, A. Andreev, and H. Riechert, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 8, 801 (2002)

[144] R Fehse, S Jin S J Sweeney, A R Adams, E P O'Reilly, H Riechert, S. Illek, and A Yu Egorov: *Evidence for large monomolecular recombination contribution to threshold current in 1.3μm GaInNAs semiconductor lasers*, Electronics Letters (2001) Vol. 37, No. 25

[145] R. Fehse, A. R. Adams, S. J. Sweeney, S. Tomic, H. Riechert, A. Ramakrishnan: *Carrier recombination processes in MOVPE and MBE grown 1.3μm GaInNAs edge emitting lasers*, Solid-State Electronics (2003) 501-506

[146] N. Tansu, j. Yeh, L. J. Mawst: *Experimental evidence of carrier leakage in InGaAsN quantum-well lasers*, Applied Physics Letters, V 83, No. 11 (2003)

[147] A. Y. Egorov, D. Bernklau, B. Borchert, S. Illek, D. Livshits, A. Rucki, M. Schuster, A. Kaschner, A. Hoffmann, G. Dumitras, M Amann, H. Riechert: *Growth of high quality InGaAsN heterostructures and their laser application*, Jounal of Crystal Growth 227-228 (2001) 545-552

[148] S. Illek, A. Ultsch, B. Borchert, A. Y. Egorov and H. Riechert: *Low threshold lasing operation of narrow stripe oxied-confined GaInNAs/GaAs multiquantum well lasers at 1.28μm*, Electron. Lett. Vol 36, No 8 (2000)

[149] Tansu, A. Quandt, M. Kanskar, and W. Mulhearn, L. J. Mawst: *High-performance and high-temperature continuous-wave-operation 1300nm InGaAsN quantum well lasers by organometallic vapor phase epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **83**, No. 1 (2003)

[150] N. Tansu, J. Yeh, L. J. Mawst: *Low threshold 1317nm InGaAsN quantum-well lasers with GaAsN barriers*, Appl. Phys. Lett, **83** No 13 (2003)

[151] M. Kawaguchi, E. Gouardes D. Schlenker, T. Kondo, T. Miyamoto, F. Koyama and K. Iga: *Low threshold current density operation of GaInNAs quantum well lasers grown by Metalorganic chemical vapour deposition*, Electronics Letters (2000) Vol **36** No 21

[152] P J Klar, H Grünig, W Heimbrodt G Weiser, J Koch, K Volz, W Stolz, S W Koch, S Tomic, S A Choulis, T J C Hosea, E P O'Reilly, M Hofmann, J Hader, J V Moloney: *Interband transitions of quantum wells and device structures containing Ga(NAs) and (GaIn)(NAs)*, Semiconductor Science and Technology **17** (2002) 830-842

[153] B. Kunert: „*Optische Untersuchungen zu GaAs-basierenden Mikroresonatoren und oberflächenemittierenden Lasern bei 1,3μm*", Diplomarbeit Philipps-Universität Marburg, (2001)

[154] Landolt Börnstein: *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology,* New Series III/22a, Springer 1987

[155] Arun Ramakrishnan, G. Ebbinghaus, W. Stolz: *MOVPE-Growth and Characterization of Metastable (GaIn)(NAs)/GaAs Heterostructures for 1.3μm Lasers*, Inst. Phys. Conf. Ser. No 170: Chapter 9, Paper presented at 28th Int. Symp. Compound Semiconductors, Tokyo, Japan, 1-4 October 2001, 2002 IOP Publishing Ltd, page 825

[156] E. P. O'Reilly, S. Fahy, A. Lindsay, S. Tomic: *Theory of electronic structure and gain properties of GaInNAs*, Workshop on GaAs based lasers for 1.3-1.5μm wavelenth range 2003 Wroclaw University of Technology

[157] F. Bugge, U. Zeimer, S Gramlich, I. Rechenberg, J. Sebastian, G. Erbert, M. Weyers: *Effect of growth conditions and strain compensation on indium incorporation for diode emitting above 1050nm*, Journal of Crystal Growth **221** (2000) 496-502

[158] F. Bugge, M. Zorn, U. Zeimer, H. Kissel, T Sharma, R. Staske, H. Wenzel, G. Ebert, M. Weyers: *Effect of growth conditions on indium incorporation and laser performance in highly strained InGaAs/GaAs quantum wells emitting beyond 1,2μm*, Workshop on GaAs based lasers for 1.3-1.5μm wavelenth range 2003 Wroclaw University of Technology

[159] S. Sato and S. Satoh: *1,21μm cw operation of Highly strained GaInAs-Quantum well lasers on GaAs*, Jap J. Appl. Phys 38 pp L990-992 (1999)

[160] S Sato, Y Osava, T Saitoh and I Fujimura: *Room-temperature pulsed operation of 1.3μm GaInNAs/GaAs laser diode*, Electronics Letters (1997), Vol. **33** No. 16

[161] A. Moto, M. Takahashi, S. Takagishi: *Hydrogen and carbon incorporation in GaInNAs*, J. Crystal growth 221 (2000) 485-490

[162] S. , J F Geisz, D. J. Friedmann, W. K. Metzger, R. R. King, and N. H. Karam: *Annealing-induced-type conversion of GaInNAs*, J. Appl. Physics V 95, No 5 (2004) pp. 2505

[163] T. Takeuchi, Y L Chang, M Leary, D Mars, T Ashish, R. Twist, S. Belov, D. Bour, M Tan, D Roh, Y K Song, L Mantese, and H C Luan (Agilent Laboratories): *MOCVD growth of InGaAsN QWs and 1.3Mm VCSELs*, International Workshop on GaAs based lasers for 1.3-1.5μm wavelength range Institute of Physics Wroclaw University of Technology 2003

[164] S. Leu, H. Protzmann, F. Höhnsdorf, W. Stolz, J. Steinkirchner, E. Hufgard: *Si-doping of MOVPE grown InP and GaAs by using the liquid Si source ditertiarybutyl silane*, J. Crystal Growth, 195 (1998) 91-97

[165] Nils C. Gerhardt: Optische Spektroskopie an (GaIn)(NAs)/GaAs für 1.3μm Halbleiterlaser, Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (2001)

[166] M. Hofmann, A. Wagner, C. Ellmers, C. Schlichenmeier, S. Schäfer, F. Höhnsdorf, J. Koch, W. Stolz, S. W. Koch, W. W. Rühle, J. Hader, J. V. Moloney, E. P. O'Reilly, B. Borchert, A. Yu Egorov, H. Riechert: *Gain spectra of (GaIn)(NAs) laser diodes for the 1.3μm wavelenth regime*, Appl. Phys. Lett. **78** 3009 (2001)

[167] M. Hofmann, N. Gerhardt, A Wagner, C Ellmers, F Höhnsdorf, J. Koch, W. Stolz, S W Koch, W W Rühle, J Hader, J V Moloney, E P O'Reilly, B Borchert, A Y Egorov, H Riechert, H C Schneider, W. W. Chow: *Emissions dynamics and optical gain of 1.3μm (GaIn)(NAs)/GaAs lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **38**, 213 (2002)

[168] K. D. Choquette, J. F. Klem, A. J. Fischer, O. Blum, A. A. Allerman, I. J. Fritz, S. R. Kurtz, W. G. Breiland, R. Sieg, K. M. Geib, J. W. Scott and R. L. Naone: *Room temperature continuous wave InGaAsN quantum well vertical-cavity lasers emitting at 1.3μm*, Electronics Letters (2000) Vol. **36**, No. 16

[169] A Polimeni, G. Baldassarri Höger von Högersthal, M Bissiri, M Capizzi, A Frova, M Fischer, M Reinhardt and A Forchel: *Role of hydrogen in III-N-V compound semiconductors*, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 797-802

[170] See, e.g., Pankove J I and Johnson N M 1991 Hydrogen in semiconductors *Semiconductors and Semimetals* vol 34 (New York: Academic)

[171] C. Asplund, S. Mogg, G. Plaine, F. Salomonsson, and N. Chitica: *Doping-induced lossses in AlAs/GaAs distributed Bragg reflectors*, Journal of Applied Physics, **90** No. 2 (2001)

[172] Osram Opto Semiconductors, for the technical press (2003): *A global first: optical pumped semiconductor lasers with an optical output power of 8 W*, www.osram-os.com

[173] U. W. Pohl, K. Knorr, C. Müller, U. Gernert, W. Richter, J. Bläsing, J. Christen, J. Gottfriedsen, H. Schumann, Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) L105

[174] D A Livshits, A Yu Egorov and H Riechert: *8W continuous wave operation of InGaAsN lasers at 1.3μm*, Electron. Lett. (2000) Vol. **36**, No. 16

[175] D Gollub, M Fischer, and A Forchel: *Towards high performance GaInAsN/GaAsN laser diodes in 1.5μm range*, Electonics Letters (2002) Vol. **38**, No. 20

[176] G Steinle, F Mederer, M Kicherer, R Michalzik, G Kristen, A Yu Egorov, H Riechert, H D Wolf and K J Ebeling: *Data transmission up to 10Gbit/s with 1.3μm wavelenth InGaAsN VCSELs*, Electronics Letters (2001) Vol. **37**, No. 10

[177] C W Coldren, M C Larson, S G Spruytte and J S Harris: *1200nm GaAs-based vertical cavity lasers employing GaInNAs multiquantumwell active regions*, Elecronics Letters (2000) Vol. 36, No. 11

[178] Takeuchi, T, Chamg, Y L, Leary, M, Tandon A Luan, H C, Bour, D Corzine, S, Twist, R and Tan M : *Low theshold 1.3μm In GaAsN vertical cavity surface emitting lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition*, Proc. Lasers and Electro-Optics Society (LEOS 2001) PD1.2, San Diego, CA, USA, 2001, (late news)

[179] Nishiyama, N, Sato, S, Miyamoto, T, Takahashi, T, Jikutani, N, Arai, M, Matsutani, A, Koyama, F and Iga, K: *First CW operation of 1.26μm electrically pumped MOCVD grown InGaAsN/GaAs VCSEL*, IEEE Semiconductor Laser Conf., Monterey, CA, USA, 2000, post-deadline paper

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt vor allem Herrn Dr. habil. W. Stolz für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, für sein reges Interesse an der Thematik der metastabilen Materialien und deren Laseranwendungen, für die aufschlussreichen Diskussionen und für die Freiheiten, die er mir bei der Verwirklichung der zum Teil zeitraubenden Projekte gewährt hat.

Weiter gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. S. Baranovski für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens und das Interesse an den Resultaten der Arbeit.

Ein herzliches Dankeschön sei auch den Graduiertenkollegs „Optoelektronik mesoskopischer Halbleiter“ und „Electron-Electron Interactions in Solids“ gesagt, deren Kollegiat ich war. Die Graduiertenkollegs ermöglichten mir neben fachlichen Fortbildungen auch den Besuch internationaler Konferenzen und die unvergessenen Seminare in Riezlern und Rackeve. Für das unermüdliche Engagement für das Graduiertenkolleg und für das persönliche Interesse an den Stipendiaten und Kollegiaten sei den Sprechern Prof. Dr. P. Thomas und Prof. Dr. F. Gebhardt ganz besonders gedankt.

Herrn Prof. Dr. H. Jänsch danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung der Auger-Messungen.

Die Entwicklung des Pulsgenerators wurde von Dr. Mathias Born und Carsten Schindler durchgeführt. Für ihren Einsatz, für die angenehme Zusammenarbeit, sowie für die Nachhilfe im Programmieren und in Hochfrequenztechnik sei beiden herzlich gedankt. An dieser Stelle dürfen natürlich die Werkstätten nicht fehlen, die zahlreiche Teile zum Messaufbau beigetragen haben. Stellvertretend für alle Mitarbeiter sei den Werkstattleitern Herrn Bepperling (Geologie) und Herrn Brössel (Physik) für die tolle Zusammenarbeit gedankt.

Thomas Ochs danke ich für die hervorragende technische Unterstützung, die professionelle Organisation des WZMW-Alltags und für so manche (hart erkämpfte) Tüte Plätzchen. Nicht vergessen werden darf seine Fähigkeit, meine „konstruktiven“ Gedanken in werkstatt-taugliche Anweisungen zu übersetzen.

Stephan Reinhard danke ich für angenehme und sehr produktive Zusammenarbeit rund um die Laserherstellung und für die geputzten Aufdampfanlagen.

Zahlreich von ihm prozessierte Laser haben manches Ergebnis dieser Arbeit erst ermöglicht.

Ganz herzlichen Dank an das Infineon-Team in München: Dr. Gerd Ebbinghaus, Arun Ramakrishnan, Dr. Guther Steinle und Dr. M. Druminski. Für die freundschaftliche Zusammenarbeit an einem widerspenstigen System und die netten Abende in München.

Den Technologie-Fachleuten von Infineon-Technologies, Herrn Baumeister, Herrn Hedrich, sowie Frau Rieger und Mitarbeitern, sei für die Einführung in die Prozesstechnologie, für die technologische Unterstützung und für prozessierte und vermessene Laser herzlich gedankt.

Herrn Markus Zschau sei ganz herzlich für die Spende des Messrechners für den Lasermessplatz gedankt.

Herrn Dr. Leander Tapfer für Einblicke in die Geheimnisse der HRXRD.

Ein besonderer Dank gebührt Torsten Torunski, „meinem Diplomanden“. Sein nimmer müdes Interesse an inneren Grenzflächen, an der Rasterkraft-Mikroskopie und an noch besseren Grenzflächenbildern haben die Zusammenarbeit besonders fruchtbar werden lassen. Wichtiger noch war seine Freundschaft, die mich auch den einen oder anderen „Selters-Tag“ überstehen ließ.

Dr. Jörg Koch danke ich für die Einführung in die (GaIn)(NAs)-Geheimnisse und für manchen angenehmen Ausklang von Arbeitstagen, was oft mit dem Kühlschrankspiel einherging.

Michael Lampalzer danke ich für professionellen Rechnersupport und für einige gute, gemeinsame Jahre in der Arbeitsgruppe.

Dr. Lars Gottwald für die gute Zusammenarbeit und die freundschaftliche Aufnahme in Braunschweig.

Den Freunden vom WZMW-Team, die mit ihrer Hilfsbereitschaft und der netten Athmosphäre die Zeit so angenehm gemacht haben (alphabetische Aufzählung): Dr. Georg Bernatz, Dr. Lars Gottwald, Dr. Shinshiro Hara, Andreas Hasse, Dr. Falko Höhnsdorf, Dr. Jörg Koch, Bernardette Kunert, Michael Lampalzer, Simone Leu, Thomas Ochs, Arun Ramakrishnan, Stephan Reinhard, Stephan Schäfer, Dr. Wolfgang Stolz, Torsten Torunski, Dr. Kerstin Volz-Koch, Markus Zschau.

Daniel Veit danke ich für den fachlichen Blick über den Halbleiter-Tellerrand hinaus in den Bereich Biologie.

Den Mitgliedern der AG-Halbleiter (experimentell und theoretisch) am Renthof für die angenehme Zusammenarbeit und manchen netten Abend in Riezlern.

Der Firma Mochem (Akzo Nobel) danke ich für die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Meinen Eltern danke ich dafür, dass sie mir das Physik-Studium ermöglicht haben und mich mit aller Kraft unterstützen.

Ein ganz besonderer Dank gilt natürlich mein lieben Frau Mirjam - für alles...

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere, daß ich meine Dissertation

Struktur innerer Grenzflächen von (GaIn)(NAs)-Heterostrukturen und Eigenschaften von (GaIn)(NAs)-Laserdioden

selbständig, ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und mich dabei keiner anderen als der von mir ausdrücklich bezeichneten Quellen und Hilfen bedient habe.

Die Dissertation wurde in der jetzigen oder einer ähnlichen Form noch bei keiner anderen Hochschule eingereicht und hat noch keinen sonstigen Prüfungszwecken gedient.

Lebenslauf

Geburtsdatum	02.05.1971
Geburtsort	Fulda
1977-1981	Grundschule Großenlüder
1981-1990	Winfriedschule Fulda, Gymnasium
Juni 1990	Abitur
1990-1991	Wehrdienst in Rotenburg a. d. Fulda
1991-1992	Studium der Chemie an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg
1992-1996	Studium der Physik und Chemie (Lehramt) an der Philipps-Universität Marburg
1994-1999	Studium der Physik (Diplom) an der Philipps-Universität Marburg
September 1999	Diplom, Titel der Arbeit: „Entwicklung und Anwendung einer neuartigen Methode zur strukturellen Untersuchung GaAs-basierender epitaktischer Heterostrukturen“
11.99-03.04	Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand am Wissenschaftlichen Zentrum für Materialwissenschaften, Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg
Juli 00-Juni 02	Kollegiat des Graduiertenkollegs „Optoelektronik mesoskopischer Halbleiter“ an der Philipps-Universität Marburg
Juni 02-Feb. 04	Kollegiat des Graduiertenkollegs „Electron-Electron Interactions in Solids“ an der Philipps-Universität Marburg
seit März 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Kurzzeitdynamik, Ernst-Mach-Institut, Efringen-Kirchen